

FACULTÉ DE MÉDECINE DE PARIS

ANNÉE 1925

N°

THÈSE

329

POUR LE

DOCTORAT EN MÉDECINE

PAR

PHILIPPE FABRE

Licencié ès-sciences mathématiques et physiques

Né le 10 Septembre 1892, à RIVESALTES (Pyrénées-Orientales)

LA MÉCANIQUE

des

Phénomènes Sphygmomanométriques

Président : M. CHARLES RICHET, Professeur

PARIS

IMPRIMERIE HENRY BURLET

30, Rue Saint-Merri (iv^e)

1925

THÈSE

PRÉSENTÉE POUR LE

DOCTORAT EN MÉDECINE

A MES PARENTS

A LA MEMOIRE DE MES MAITRES REGRETTES :

M. LE PROFESSEUR AGRÉGÉ GUILLEMINOT

M. LE PROFESSEUR ANDRÉ BROCA

A MES MAITRES DE LA FACULTE DES SCIENCES

DE MONTPELLIER

DES HOPITAUX ET DE LA FACULTE

DE MEDECINE DE PARIS

A MES AMIS

A MON PRESIDENT DE THESE

MONSIEUR LE PROFESSEUR CHARLES RICHET

Membre de l'Académie de Médecine

Membre de l'Institut

Commandeur de la Légion d'honneur

Avec nos remerciements
pour le grand honneur qu'il
nous fait en voulant bien
présider cette thèse.



Digitized by the Internet Archive
in 2026

FACULTÉ DE MÉDECINE DE PARIS

DOYEN DE LA FACULTE : M. ROGER.

MM.

Anatomie
Anatomie médico-chirurgicale
Physiologie
Physique médicale
Chimie organique et chimie générale
Bactériologie
Parasitologie et histoire naturelle médicale
Pathologie et thérapeutique générales
Pathologie médicale
Pathologie chirurgicale
Anatomie pathologique
Histologie
Pharmacologie et matière médicale
Thérapeutique
Médecine légale
Hygiène
Histoire de la médecine et de la chirurgie
Pathologie expérimentale et comparée

NICOLAS.
CUNEO.
RICHET.
N.
DESGREZ.
BEZANCON.
BRUMPT.
Marcel LABBÉ.
N.
LECENE.
ROUSSY.
PRENANT.
RICHAUD.
CARNOT.
Léon BERNARD.
BALTHAZARD.
MENETRIER.
ROGER.
ACHARD.
WIDAL.
GILBERT.
CHAUFFARD.
MARFAN.
NOBÉCOURT.

Clinique médicale

Hygiène et clinique de la première enfance
Clinique des maladies des enfants
Clinique des maladies mentales et des maladies de l'encéphale
Clinique des maladies cutanées et syphilitiques
Clinique des maladies du système nerveux
Clinique des maladies contagieuses

Clinique chirurgicale

Clinique ophtalmologique
Clinique des maladies des voies urinaires

Clinique d'accouchements

Clinique gynécologique
Clinique chirurgicale infantile
Clinique thérapeutique
Clinique oto-rhino-laryngologique
Clinique thérapeutique chirurgicale
Clinique propédeutique
Professeur sans chaire

CLAUDE.
JEANSELMÉ.
GUILLAIN.
TEISSIER.
DELBET.
LEJARS.
HARTMANN.
GOSSET.
TERRIEN.
LEGUEU.
BRINDEAU.
COUVELAIRE.
JEANNIN.
FAURE.
OMBREDANNE.
VAQUEZ.
SEBILLEAU.
DUVAL.
SERGENT.
ROUVIÈRE.

MM.
ABRAMI.
ALGLAVE.
AUBERTIN.
BASSET.
BAUDOUIN.
BINET.
BLANCHETIÈRE.
BRANCA.
BRULÉ.
BUSQUET.
CADENAT.

CHAMPY.
CHIRAY.
CLERC.
DEBRE.
I. DE JONG.
DUVOIR.
ECALLE.
FISSINGER.
FOIX.
GARNIER.
HARRIER.
HEITZ-BOYER.

HOVELAQUE.
JOYEUX.
LABBÉ (H.).
LARDENNOIS.
LE LORIER.
LE MAÎTRE.
LEMIÈRE.
LEVY-SOLAI.
LHERMITTE.
LION.
MATHIEU.
METZGER.

MOCQUOT.
MONDOR.
MULON.
MOURE.
PHILIBERT.
RIBIERRE.
TANON.
TIFFENEAU.
VANDESCOL.
VILLARET.
VERNE.
WELTER.

Par délibération en date du 9 décembre 1798, l'Ecole a arrêté que les opinions émises dans les dissertations qui lui seront présentées, doivent être considérées comme propres à leurs auteurs et qu'elle n'entend leur donner aucune approbation ni improbation.

TABLE DES MATIÈRES

CHAPITRE	I. — Position du problème	1
CHAPITRE	II. — Appareil pulsatile hydro-pneumatique	5
CHAPITRE	III. — Ondes liquides dans les tubes élastiques	12
CHAPITRE	IV. — Application au système cardio-artériel.	25
CHAPITRE	V. — Les ondes de décollapsus.	31
CHAPITRE	VI. — Les données de l'oscillomètre pour l'étude des ondes.	50
CHAPITRE	VII. — Analyse oscillométrique de la transformation de l'onde incidente	59
CHAPITRE	VIII. — La courbe oscillométrique	74
CHAPITRE	IX. — Etude de cas particuliers. — Mesure générale des tensions.	83
CHAPITRE	X. — Les phénomènes sphygmomanométriques sur le vivant.	98
CHAPITRE	XI. — Conclusions.	115

CHAPITRE PREMIER

POSITION DU PROBLÈME

Le phénomène sphymomanométrique utilisé actuellement en clinique pour la mesure des tensions artérielles a été décrit par Marey. Ce phénomène est le suivant : lorsqu'on soumet une artère parcourue par la pulsation sanguine, à une compression progressivement croissante, on observe :

1° Pour les compressions faibles : des pulsations quasi normales;

2° Pour les compressions comprises entre la pression diastolique et la pression systolique : de grands battements des parois artérielles, l'artère étant aplatie à la diastole et réouverte par la systole.

3° Pour les compressions supérieures à la pression systolique : un accollement permanent des parois de l'artère.

Von Recklinghausen, à l'aide de son tonomètre, dont on trouve une description dans les Archives des Maladies de cœur (1911, pages 434-454), précise les modalités du phénomène. Le mémoire original de cet auteur (*Arch. f. experim. Path.* 1906, t. LV) contient une théorie très développée des indications de l'instrument, qui n'a pas été traduite dans l'exposé français. Von Recklinghausen croit qu'il est possible de reconstruire la courbe exacte des variations de pression dans l'artère pendant chaque pulsation, à

l'aide de ce qu'il appelle « les images du pouls » inscrites en escalier par son tonomètre. Ces tracés ne sont autres que les pulsations que nous obtenons à l'heure actuelle avec une sensibilité considérablement accrue, grâce à la capsule oscillographique de M. le Pr. Pachon. Le tonomètre de Recklinghausen diffère de l'oscillomètre actuel en ce que l'oscillation des parois artérielles est enregistrée par le mouvement qu'elle communique à l'aiguille du manomètre même, chargé de mesurer la valeur des compressions exercées par la manchette pneumatique. La figure 1

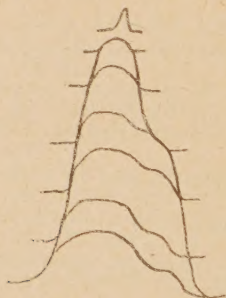


FIG. 1

résume l'interprétation que Recklinghausen donne de ses images du pouls : *elles coïncideraient chacune par son début et sa fin, avec une faible portion de la courbe de pression véritable. Elles permettraient donc la reconstruction précise de cette courbe par fragments superposés.* Quant à l'amplitude de chacun de ces tracés, elle serait déterminée par l'équilibre statique qui s'établit entre la pression sanguine maxima, la paroi artérielle déformée et l'air du man-

chon plus ou moins refoulé par l'expansion systolique du bras en expérience. La discussion est suivie d'un calcul élémentaire où l'auteur fait intervenir divers coefficients relatifs à l'élasticité de la paroi artérielle et à la compressibilité de la masse d'air enfermée dans la manchette.

Mais, un peu plus loin, Recklinghausen doit convenir que sa théorie statique ne convient pas aux images du pouls toutes supérieures. La caractéristique de ces images serait de présenter un sommet aigu, qu'il appelle « le sommet de réflexion ». L'apparition du premier sommet arrondi permettrait seule la lecture de la pression maxima vraie.

On se rend compte dès à présent que Recklinghausen néglige dans sa discussion quelques facteurs importants : la résistance des tissus qui s'accroît progressivement lorsque ceux-ci changent de forme pour aplatis l'artère incluse au milieu d'eux, et surtout le caractère ondulatoire de la pression sanguine qui se manifeste, non seulement sur les images du pouls haut placées, mais à tous les degrés de l'échelle pulsatile.

M. le Pr. Pachon a mieux situé le problème que soulève l'interprétation des courbes fournies par sa capsule oscillographique.

Pour lui, *la durée de chaque figure de pulsation détermine l'amplitude même de cette figure*. La courbe oscillométrique qui synthétise la série des amplitudes obtenues est progressivement ascendante

jusqu'à l'amplitude maxima, comme sont progressivement croissantes les durées des figures de pulsations correspondantes. Ainsi est nettement affirmée la *nature dynamique du phénomène sphygmomanométrique*.

Nous nous sommes proposé, au cours du présent travail, de préciser le mécanisme de ce phénomène, et celui des ondes pulsatiles en général, afin de fournir une base rationnelle à l'interprétation des mesures cliniques. Nous avons créé un appareillage spécial destiné à la vérification des résultats fournis par l'hydraulique analytique, résultats que nous avons essayé de traduire en langage courant ou à l'aide de représentations graphiques simples, en nous écartant le moins possible du terrain expérimental.

Nos conclusions sont en faveur de l'introduction en physiologie et en clinique d'une notion inusitée jusqu'ici : celle de l'onde solitaire réellement incidente, seule grandeur hydraulique bien définie qui soit accessible à la mesure sphygmomanométrique avec une approximation satisfaisante.

CHAPITRE II

Appareil pulsatile hydro-pneumatique

L'étude expérimentale des phénomènes sphygmo-manométriques nécessite la construction d'un *appareil capable d'engendrer des ondes de pression successives égales entre elles, malgré les modifications que l'on apporte par ailleurs à leur libre propagation*. L'usage d'une vessie de caoutchouc pleine d'eau alternativement comprimée et détendue par l'action d'une came nous paraît défectueux, les variations de pression à l'intérieur de ce système étant essentiellement liées au débit de liquide nécessaire à la formation de l'onde. Toute entrave apportée à la propagation de celle-ci modifiera le débit du liquide et, par suite, le régime des pressions à l'intérieur de la vessie. C'est

pourquoi nous avons établi l'appareil hydro-pneumatique dont voici le schéma (fig. 2) et la description :

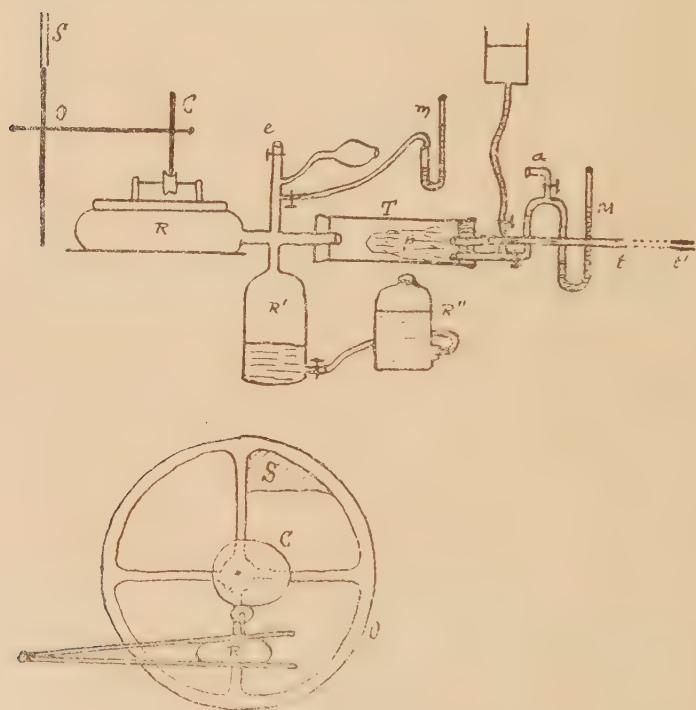


FIG. 2 et 3

t t' : tube propagateur des ondes. — *p* : poche pulsatile à liquide. — *R* : vessie d'air commandée par la came *C*. — *R'* : capacité réglable. — *m* : manomètre pour l'air. — *M* : manomètre pour le liquide.

Description de l'appareil

Le liquide est contenu dans une poche de caoutchouc mince *p*, protégée par une enveloppe de même forme en tissu résistant. Cette double poche plonge dans l'intérieur d'un large tube de verre *T*, retenue par ses bords qui

sont pris entre la paroi du tube et le gros bouchon B qui s'y engage. Elle est alimentée en liquide par un réservoir muni d'un robinet. Deux ajutages émanent de la poche p : l'un reçoit le tube élastique tt' qui sera parcouru par l'onde pulsatile, l'autre est relié à un manomètre à mercure M qui peut indiquer la pression du liquide à l'état statique. *Un régime de pression régulier et à peu près indépendant du volume de liquide exigé par l'onde, est obtenu par l'adjonction au tube T de réservoirs d'air assez volumineux.* Le premier R, constitué par une grosse vessie de caoutchouc, protégée par une enveloppe en tissu résistant et inextensible, est soumis à une compression variable par l'action d'une came C. Le second réservoir R' peut être plus ou moins rempli de mercure, grâce à un vase communicant R''. L'ensemble de ces cavités T, R, R', R'' est insufflé d'air par une poire P, sous une pression lue au manomètre m ; un robinet e permet l'échappement. La succession des pressions de l'air est déterminée dans le temps par la vitesse de rotation de la came C à chaque instant. Afin d'obtenir une succession de vitesses toujours identique à elle-même donnant naissance dans le tube $t t'$ à une onde bien définie, nous avons usé du procédé suivant : la came C est solidaire d'une roue O de grand diamètre (1 mètre) munie, à sa périphérie, en regard du petit axe de la came, d'un secteur S très pesant (fig. 3). Si l'on place le secteur au sommet de sa course et qu'on abandonne la roue sans

vitesse initiale, l'effet de la pesanteur provoque une rotation complète avec retour à la position de départ. Au cours de cette rotation, que l'on répète à chaque expérience, la pression de l'air dans les cavités de l'appareil varie avec le temps suivant une loi toujours identique à elle-même. Les faibles variations de volume, dues à l'injection d'eau par la poche pulsatile p dans le tube tt' fermé à son extrémité distale, sont sans influence eu égard au volume considérable des cavités $R R' T$. Pour que le régime pulsatile de la poche hydraulique p soit égal au régime pneumatique du tube T qui la contient, il convient qu'au moment du minimum de pression, la paroi de la poche flotte détendue. Cette condition est facile à réaliser en ouvrant alors le robinet a et en laissant échapper un peu de liquide. On peut aussi se proposer pour une pression minima donnée d'obtenir une pression maxima plus ou moins élevée. Il suffit pour cela d'augmenter ou de diminuer le volume de l'air du réservoir R' par la manœuvre du vase à mercure R'' .

Avant toute expérience il faut avoir soin de chasser l'air emprisonné dans les parties de l'appareil réservées au liquide. Les ondes pulsatiles seraient amorties par la présence de bulles d'air résiduelles. On les chasse en faisant couler quelque temps le liquide venu du réservoir par le tube tt' et aussi par le robinet a vers lequel les bulles tendent à s'accumuler.

Grâce à cet appareil, manipulé selon le mode qui vient d'être décrit, nous avons pu faire une étude précise des phénomènes ondulatoires utilisés en sphygmanométrie. Avant d'aborder cette étude, nous avons encore à décrire les petits manomètres spéciaux que nous avons été conduits à établir pour obtenir des tracés corrects.

Manomètres élastiques à inscription directe

Laissant de côté les manomètres à mercure et les grands manomètres métalliques à cause de leur inertie, les sphygmoscopes à cause de leur faible sensibilité, nous avons entrepris l'inscription directe des déformations élastiques d'une portion de la paroi même du tube où se propage l'onde pulsatile. La figure 4 montre, suivant deux coupes, la constitu-

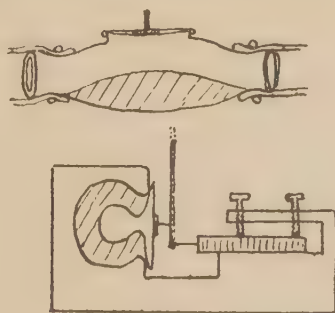


FIG. 4

tion du fragment de tube utilisé comme manomètre. C'est une simple olive de verre dont les ouvertures distales se raccordent au tube en expérience. Une fenêtré circulaire, à bords éversés, pratiquée sur la

paroi latérale, reçoit la membrane élastique solidaire du style inscripteur. La cavité de l'olive a été en partie comblée à la paraffine (région hachurée de la figure) afin que sa section soit partout égale à la section du tube afférent. Il n'y a ainsi aucun accroissement de charge par effet Bernouilli. Les mouvements de la membrane sont très petits et comparables à l'expansion des parois des tubes voisins. On élimine de la sorte toute solution de continuité, tout facteur d'inertie, capables de fausser l'allure des courbes enregistrées.

Graduation des courbes manométriques

L'expérience nous a appris, qu'au cours d'une série de mesures, les courbes obtenues pour des régimes pulsatiles identiques sont identiques entre elles. *La sensibilité de l'appareil reste donc la même. Cependant le zéro du style varie* par suite des déformations permanentes acquises par la membrane de caoutchouc. Ces déformations se produisent assez rapidement et rendent illusoire un étalonnage de l'appareil à l'aide du manomètre à mercure, le zéro variant au cours même de l'opération, dès qu'on aborde des pressions un peu élevées. Nous avons mis en œuvre le tour de main suivant pour *obtenir une échelle correcte*. Le manomètre élastique était relié à une poire pleine d'air et à un petit manomètre métallique anéroïde bien vérifié. Nous produisions, en déprimant la poire, des impulsions rapides dont

l'amplitude, inscrite par le manomètre élastique était évaluée directement par le manomètre métallique. La série des amplitudes ainsi obtenues nous a fourni l'échelle nécessaire pour la mesure des pulsations hydrauliques. Il suffisait dès lors de connaître, dans chaque cas, la pression du liquide au départ du style; cette pression était lue directement au manomètre à mercure M (fig. 1). Un exemple d'échelle d'étalonnage est fourni par la figure 5 qui servira à l'inter-

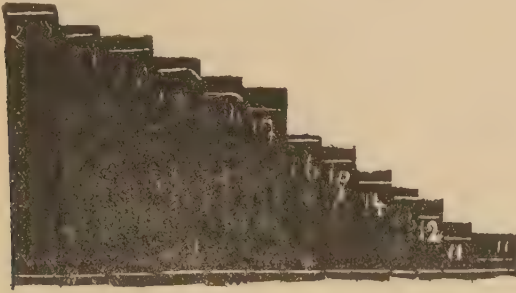


FIG. 5

Echelle pour l'évaluation des courbes manométriques qui figurent dans le présent travail. (Les chiffres représentent des cm. de Hg.)

prétation des tracés graphiques annexés à ce travail. Cette échelle rend compte de la sensibilité satisfaisante de l'appareil.

CHAPITRE III

Ondes liquides dans les tubes élastiques

L'interprétation des tracés sphygmomanométriques exige que nous examinions au préalable le mécanisme des divers régimes ondulatoires présentés par les tubes élastiques, et que nous appliquions ces résultats aux pulsations artérielles. Cette question a fait l'objet de nombreux travaux, depuis ceux de Young (1808) et de Weber (1827). Nous nous en tiendrons ici à l'approximation de la théorie de Weber, reprise par Résal (1876) et par Alliévi (1904). Le liquide est supposé incompressible, les frottements peu importants, l'extension longitudinale du tube sans effet vis-à-vis de la dilatation radiale, les dilatations locales du tube au point dx par exemple (fig. 6), indépendantes des dilatations voisines en x (fig. 6). A ce



FIG. 6

degré d'approximation très suffisant pour la représentation des faits physiologiques, les phénomènes sphygmomanométriques seront susceptibles d'une schématisation graphique simple, permettant d'interpréter les résultats expérimentaux.

Onde solitaire

Une source pulsatile Σ (fig. 6) est le siège d'une pression variable avec le temps suivant une loi connue

$$p - p_0 = \varphi(t)$$

où p_0 est la pression originelle (fig. 7).

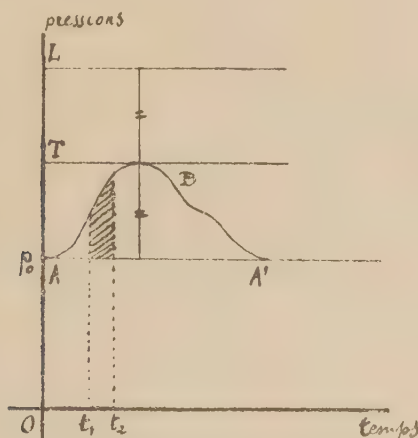


FIG. 7

Onde solitaire incidente et tension limite L .

Un tube élastique horizontal primitivement rempli de liquide immobile est abouché à cette source. Il devient le siège d'une onde solitaire qui se propage avec la vitesse V :

$$V = \sqrt{\frac{E e}{\rho D}}$$

e = épaisseur des parois du tube, supposée faible

D = diamètre du tube.

E = module d'élasticité de la substance du tube.

ρ = densité du liquide.

La constance de cette vitesse de propagation est corrélatrice des faits suivants :

1° En un point à la distance x de la source , la pression varie suivant la même loi qu'à la source, mais avec un retard égal au temps δ nécessaire à la propagation :

$$\delta = \frac{x}{V}$$

2° Si au lieu de suivre les variations dans le temps en un point localisé, on observe, au contraire, l'état du tube tout entier à une époque déterminée, on se trouve en présence d'une déformation du tube (onde solitaire), due à la propagation des pressions.

En arrière du front de l'onde, les pressions se répartissent dans l'espace suivant la même loi que dans le temps.

En d'autres termes, *la courbe temporelle de la pulsation (fig. 7), obtenue en un point localisé du tube, figure aussi la forme de l'onde solitaire en propagation* : le front de l'onde étant à l'origine A et la queue de l'onde en A'.

Signe de l'onde

L'onde solitaire peut être positive ou négative en tout ou en partie. Elle est négative quand le régime de pression p tombe au-dessous de la valeur originelle p_0 , créant ainsi un amoindrissement de la dilatation qui préexistait tout le long du tube. Nous supposons toutefois que l'abais-

sement de tension n'est pas tel que le tube, au lieu d'être encore un peu dilaté, soit au contraire déprimé par la pression atmosphérique.

La vitesse de propagation de l'onde serait modifiée dans ces conditions; nous étudierons plus loin ces ondes sous le nom d' « ondes de decollapsus », par opposition aux ondes actuelles que nous désignerons du nom d' « ondes d'expansion ».

Vitesse du liquide le long de l'onde solitaire

L'onde solitaire est caractérisée par une relation de proportionnalité entre la surtension en chaque point et la vitesse que le passage de l'onde communique aux particules liquides en ce même point :

$$p - p_0 = \rho V v$$

ρ = densité du liquide.

V = vitesse de propagation de l'onde.

v = vitesse des particules liquides au point considéré.

La courbe pulsatile (*fig. 7*) qui donne le régime des surtensions $p - p_0$ dans le temps et dans l'espace, représente donc aussi le régime des vitesses v . Remarquons que si l'onde est négative ($p < p_0$), la vitesse v est négative : le liquide reflue vers la source qui fonctionne alors comme une pompe aspirante.

Energie transportée par l'onde solitaire

En chaque point de l'onde, il existe une énergie potentielle E ou de déformation de la paroi,

et une énergie cinétique C due à la vitesse v communiquée au liquide. Le calcul montre que ces énergies, par unité de longueur du tube, sont égales entre elles :

$$E = C = \frac{1}{2} \frac{S (p - p_0)^2}{\rho V^2}$$

S = surface de section du tube.

ρ = densité du liquide.

V = vitesse de propagation de l'onde.

L'énergie totale par unité de longueur est donc :

$$W = E + C = \frac{S (p - p_0)^2}{\rho V^2}$$

Il nous est apparu que l'énergie transportée par l'onde, est susceptible d'une représentation géométrique simple, qui nous sera utile ultérieurement pour l'interprétation des phénomènes sphygmomanométriques :

L'énergie pulsatile qui passe en un point déterminé du tube, entre le temps t_1 et le temps t_2 , $W_{t_1}^{t_2}$ est proportionnelle au volume Ω engendré par l'aire comprise entre la courbe pulsatile $AB A'$ représentative de l'onde dans le temps (fig. 7) et les droites d'abscisses t_1 et t_2 quand cette aire tourne autour de l'axe AA' (fig. 8).

On a :

$$W_{12}^{11} = \frac{S}{\pi \rho V} \Omega$$

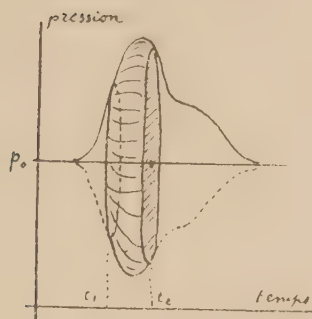


FIG. 8

Onde interférentielle

Un tube de grande longueur est abouché par chacune de ses extrémités à une source pulsatile, l'une de régime $p_1 = f(t)$, l'autre de régime $p_2 = \varphi(t)$.

Deux ondes solitaires se propagent alors en sens inverse, se rencontrent, interfèrent, puis se retrouvent plus loin inaltérées. Au moment de la rencontre, la distribution des pressions et des vitesses le long du tube obéit à une loi simple :

La surtension est la somme des surtensions que chaque onde apporterait au point considéré si elle se propageait seule :

$$p - p_0 = (p_1 - p_0) + (p_2 - p_0)$$

La vitesse du liquide est la différence des vitesses algébriques obtenues dans les mêmes conditions.

En évaluant la vitesse résultante positivement de la source 1 à la source 2, on a :

$$v = v_1 - v_2.$$

L'énergie cinétique en un point n'est plus égale à l'énergie potentielle; toutefois, l'énergie totale dans l'unité de longueur est la somme des énergies totales que chaque onde apporterait si elle était seule. Cette remarque nous sera utile ultérieurement. On démontre, enfin, que le *mouvement ondulatoire le plus général du liquide à l'intérieur d'un tube élastique est toujours réductible et d'une seule manière à l'interférence de deux ondes solitaires se propageant en sens inverse.*

Réflexion d'une onde solitaire sur une ligature. — Tension limite

Au niveau d'une ligature, la vitesse du liquide est constamment nulle. Nous venons de voir que tout mouvement ondulatoire dans un tube est décomposable d'une seule manière en deux ondes solitaires se propageant en sens inverse. Ici, les deux ondes inverses capables de détruire leurs effets de vitesse au point ligaturé sont deux ondes égales arrivant en ce point au même moment.

Ainsi, la ligature doit donner naissance à une onde réfléchie égale à l'onde incidente et de direction inverse.

Si les vitesses se retranchent et s'annulent, on a vu au paragraphe précédent que les pressions continuent à s'ajouter : *les valeurs des surpressions successives à la ligature sont donc le double des sur-*

pressions obtenues en ce point quand l'onde se propage librement.

On voit, en particulier, que la surtension maxima $T - p_0$ de l'onde (fig. 7) fait place à une surtension maxima double : $L - p_0 = 2 (T - p_0)$

La tension totale L ainsi réalisée sera désignée du nom de *Tension limite*.

Réflexion sur une ligature rapprochée de source pulsatile. — Onde solitaire réellement incidente

Dans le paragraphe précédent, nous avons implicitement supposé que la ligature était suffisamment éloignée de la source pulsatile pour que l'onde réfléchie n'ait pas le temps de venir modifier les conditions d'admission de l'onde incidente. Examinons maintenant le cas important où la ligature est rapprochée de la source pulsatile. Soit δ le temps nécessaire au front de l'onde, issu de la source au temps zéro, pour revenir à cette même source après réflexion sur la ligature. Nous supposons la source pulsatile suffisamment vaste et puissante pour que son régime soit indépendant du liquide qu'elle distribue au tuyau élastique. Dans ces conditions, la succession des pressions à l'embouchure du tube est invariablement

déterminée (courbe pulsatile (p) , fig. 9). En sorte

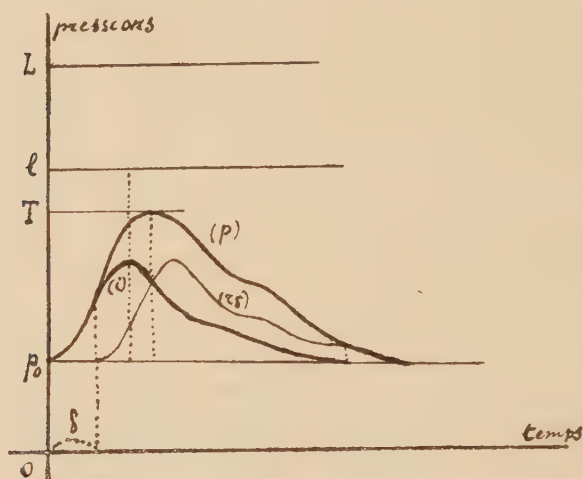


FIG. 9

qu'à partir du temps δ où l'onde réfléchie $(r\delta)$ arrive à la source, elle modifie l'onde solitaire réellement incidente (i) . Il faut, en effet, qu'à l'embouchure, la somme des surpressions incidente (i) et réfléchies $(r\delta)$ soit précisément égale à la surpression p régnant dans la source pulsatile.

Cette condition permet de construire immédiatement les ondes (i) et $(r\delta)$, le régime p et le retard δ étant connus, construction qui a été faite sur la figure.

Variabilité paradoxale de la tension limite

Le maximum de tension (tension limite) réalisé au niveau d'une ligature, diminue quand on rapproche la ligature de la source pulsatile.

Ce résultat paradoxal devient évident par la considération des figures 7 et 9. Dans le cas d'une ligature

éloignée de la source, l'admission de l'onde n'est pas perturbée par l'onde réfléchi. La surpression réellement incidente est égale à la surpression de la source pulsatile et on a vu (*fig. 7*) qu'à la ligature, cette surpression se trouve doublée, réalisant la tension limite L .

Dans le cas d'une ligature rapprochée de la source, l'onde réellement incidente (*i*) a un maximum diminué (*fig. 9*). Au niveau de la ligature, cette onde, doublée par la réflexion, donne une tension limite l inférieure à L .

Effet des frottements

Lorsqu'on a affaire à un liquide présentant une certaine viscosité et soumis, dans un tube étroit, à un mouvement ondulatoire rapide, les frottements qui prennent naissance dans ces conditions modifient considérablement l'onde au cours de sa propagation. Les figures 10 (courbes de gauche représentent la même onde à 0 m. 70, 2 m. 60, 6 m. 40 de la source pulsatile; le maximum de pression passe de 18 à 13 cm. 1/2 de Hg. Par contre, la durée de l'ondulation varie peu : les deux courbes précédentes ont même étendue sur l'axe horizontal des temps. L'énergie absorbée par les frottements est d'autant plus forte que la vitesse communiquée au liquide est plus grande. C'est donc surtout l'énergie cinétique de l'onde qui se trouve à chaque instant diminuée. A l'instant suivant, l'énergie potentielle et, par suite,

la pression subissent l'effet de la diminution précédente. Le coefficient de proportionnalité entre la pression et la vitesse augmente donc, la pression diminuant moins vite que la vitesse. Une sorte d'onde réfléchie tend ainsi à prendre naissance, qui étale de plus en plus l'intumescence du tube et ramène en fin de compte le liquide à la source.

Vérification expérimentale Déformation de l'onde réellement incidente

1° La figure 10 (en bas) représente, d'une part,

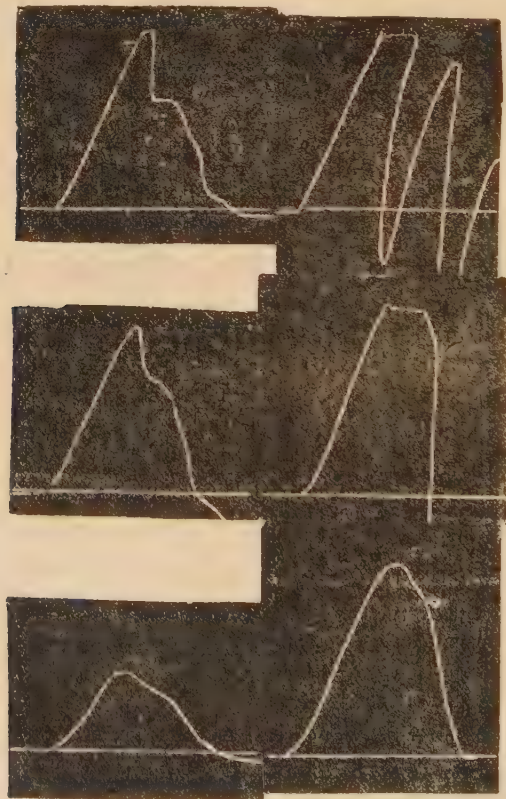


FIG. 10

Ondes incidentes : à gauche ; Ondes interférentielles : à droite.
1° à 0 m. 70 ; 2° à 2 m. 60 ; 3° à 6 m.40, de la source pulsatile.

une onde solitaire enregistrée à son passage à 6 m. 40 de la source, lorsqu'elle peut continuer sa propagation, et, d'autre part, l'onde interférentielle obtenue par réflexion de l'onde solitaire précédente sur une ligature placée immédiatement en aval du manomètre enregistreur. On constate, à l'aide de notre échelle manométrique, que l'onde interférentielle présente des ordonnées légèrement supérieures au double des ordonnées de l'onde incidente. En particulier, la tension limite expérimentale ($18 \frac{2}{3}$) est supérieure de 1 cm. de Hg environ à la tension limite théorique qui est $2 \times (13 \frac{1}{3} - 9) = 17 \frac{2}{3}$. Cette légère hypertension est due à une déformation de l'onde réellement incidente. L'onde réfléchie, ajoutant progressivement ses effets à ceux de l'onde incidente le long du tube, diminue l'action des frottements en réduisant la vitesse du liquide. Grâce à cette interférence, l'onde incidente arrive donc moins amortie. Le gain ainsi réalisé est d'un demi-centimètre de Hg environ, qui se traduit au moment de la réflexion par une hypertension de 1 centimètre. Nous aurons l'occasion de revenir et d'insister sur ces déformations de l'onde incidente par variation des conditions d'amortissement dans le tube, lorsque nous analyserons à l'oscillomètre les phénomènes de décollapsus (chapitre VII).

2° Les clichés ci-contre (fig. 10) font la preuve de la variation paradoxale de la tension limite. Le cliché en haut montre qu'à 0 m. 70 de la source pul-

satile, la tension limite (tracé de droite) est très peu différente de la tension incidente en libre propagation (tracé de gauche). A 2 m. 60 de la source (cliché du milieu), la tension limite n'est supérieure que de 1 centimètre à la tension incidente. A 6 m. 40, au contraire (cliché du bas), l'onde ayant pu se développer tout le long du tube d'amenée, la surtension limite dépasse le double de la surtension incidente, comme il vient d'être dit au 1° de ce paragraphe.

CHAPITRE IV

Application au système cardio-artérielle

Décomposition de la courbe du pouls

L'ondulation qui constitue le pouls est la résultante de deux ondes solitaires incidentes I et i et des ondes solitaires réfléchies correspondantes R et r qui ont pris naissance aux extrémités des ramifications de l'artère (fig. 11).

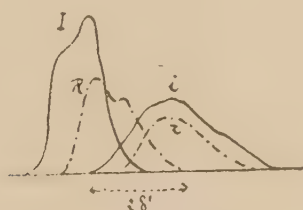


FIG. 11

Il est possible de déterminer graphiquement ces quatre ondes si l'on connaît la courbe manométrique de la pulsation et la courbe des vitesses prise à l'hémodynamographe. Nous avons fait la construction (fig. 12, en bas) à l'aide de tracés empruntés à Marey et superposés sur la fig. 12 (en haut). La courbe supérieure est la courbe manométrique $p - p_0$, la courbe inférieure celle des variations de vitesse correspondantes v . On a vu que toute ondulation est décomposable d'une seule manière en deux ondes solitaires de sens inverses, I et R . Ce sont ces deux ondes que nous

avons d'abord déterminées, remarquant ensuite qu'elles se composent chacune de deux impulsions successives I et i , R et r .

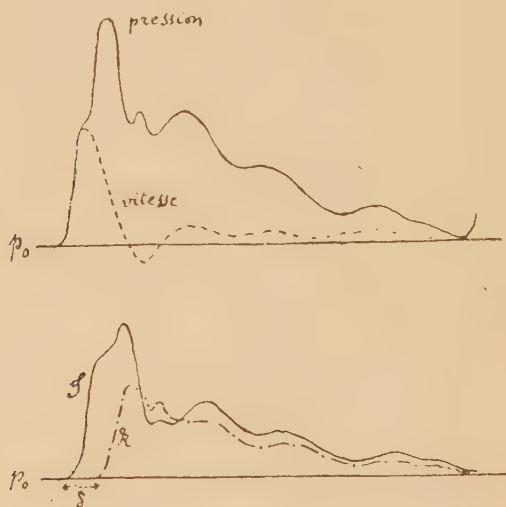


FIG. 12

Indiquons par quel procédé nous avons obtenu I et R . On a vu au chapitre précédent que, tant que l'onde reste solitaire, il y a proportionnalité entre la surtension et la variation de vitesse :

$$p - p_0 = K.v$$

Nous pouvons donc convenir d'échelles graphiques, représentatives des vitesses et des pressions, qui fassent coïncider ces courbes dans la région du front de l'onde (partie solitaire). Alors le coefficient K devient, pour nos constructions, égal à l'unité et toute onde solitaire, en propagation dans l'artère considérée, sera représentée par une même courbe traduisant

identiquement vitesses et pressions. On voit que l'onde pulsatile artérielle (fig. 12) ne comporte pas cette représentation partout identique des pressions et des vitesses. C'est qu'en réalité l'ordonnée manométrique p est la somme des ordonnées manométriques de I et de R , tandis que l'ordonnée v représente au contraire, d'après la loi d'interférence et nos conventions graphiques, la différence de ces mêmes ordonnées manométriques :

$$\begin{aligned} p &= I + R \\ v &= I - R \end{aligned}$$

On déduit de là que :

$$\begin{aligned} I &= \frac{p + v}{2} \\ R &= \frac{p - v}{2} \end{aligned}$$

L'onde solitaire incidente s'obtient donc en prenant la moyenne des pressions et des vitesses; l'onde réfléchie, en prenant la moitié de leur différence.

Interprétation physiologique

L'onde I réellement incidente est due à la contraction ventriculaire, l'onde i , appelée « onde dicrote » n'est pas due comme on le dit généralement à la fermeture des valvules sigmoïdes. Elle est due à l'ensemble des systoles artérielles (ondes réfléchies r) qui élèvent brusquement la tension dans l'aorte et créent ainsi la nouvelle onde centrifuge i . La fermeture des sigmoïdes n'est que l'effet du phénomène de dicrotisme, à

l'extrémité cardiaque du réservoir aortique. Si les valvules se ferment mal (insuffisance), l'onde dicrote pénètre la cavité ventriculaire et son apogée s'en trouve légèrement retardée. L'existence de l'onde dicrote dans le cas d'insuffisance aortique montre que *ces valvules n'interviennent dans le phénomène que comme condition seconde et non comme cause efficiente.*

Nous devons signaler encore la forme particulièrement intéressante de l'onde réfléchie R : elle se compose de deux sommets séparés par une dépression. Nous verrons au chapitre VII que c'est là la forme caractéristique des ondes réfléchies lorsque l'onde incidente, au lieu de se réfléchir sur une ligature, effectue un travail prolongé pendant la durée de la réflexion. Ici l'onde incidente travaille à la périphérie en propulsant la masse sanguine dans les artérioles et en les dilatant.

Répartition des tensions dans les artères de l'organisme

La vitesse totale du sang dans les artères se compose de la vitesse communiquée au sang par le passage de l'onde pulsatile et de la vitesse constante d'écoulement, déterminée par l'existence d'une tension sanguine constante, dite encore tension minima ou diastolique. On sait que l'écoulement rapide d'un liquide, qui frotte contre les parois du tube conducteur, s'effectue avec une perte

de charge, c'est-à-dire une *diminution de pression* depuis la source jusqu'à la périphérie. Cette perte de charge est assez faible : 1 cm. de Hg environ depuis l'origine de l'aorte jusqu'à la partie moyenne de la fémorale, au moment de l'écoulement diastolique. Elle est seule à régler la variation de la tension sanguine minima dans les divers territoires artériels.

En ce qui concerne la tension maxima, les résultats expérimentaux sont diamétralement opposés aux prévisions basées sur cette perte de charge : la tension maxima dans les grosses artères augmente à mesure qu'on considère des troncs plus éloignés du cœur.

Exemple :

Chiffres	{	radiale : 11 cm.
physiologiques		tibiale antérieure : 13 cm.

Cette variabilité paradoxale de la tension maxima relève du même mécanisme que la variabilité de la tension limite dans les tubes élastiques, étudié au

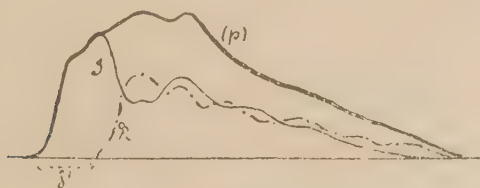


FIG. 13

chapitre précédent. Résumons-le ici, après avoir répété la construction de la fig. 9 à l'aide des ondes *I* et *R* obtenues au précédent paragraphe. L'onde réflé-

chie R retourne à l'embouchure aortique du tronc artériel au bout du temps δ' , après le début de l'émission (fig. 13). Ce temps δ' est connu par ailleurs : le sommet dicrote i se manifeste à la périphérie après aller et retour du sommet de l'onde I , double parcours qui nécessite un temps $2\delta'$ (fig. 11). Le retour d'onde R règle dès lors l'admission de la partie de l'onde incidente I qui n'a pas encore été émise. Il faudra désormais que la somme $I+R$ soit à tout moment égale à la pression de régime p du réservoir aortique. Cette remarque permet de tracer et de retrouver à l'aide des ondes I et R la figure connue de la pulsation aortique (p) (fig. 13). La comparaison des fig. 12 et 13 met en évidence comment la grandeur du décalage δ' des ondes incidente et réfléchie est en rapport avec le régime pulsatile au point considéré : le régime périphérique (p) à faible décalage des ondes (I) et (R) (fig. 12), atteignant un maximum plus élevé que le régime régnant à l'embouchure de l'artère où le décalage de ces mêmes ondes est grand (fig. 13).

Déduction conforme aux résultats expérimentaux, sauf circonstances particulières de viscosité sanguine, de frottements anormalement exagérés, ou de dilata-tions vasculaires localisées (anévrismes artériels).

CHAPITRE V

Les Ondes de décollapsus

Définition

Toutes les fois que le mouvement ondulatoire du liquide dans un tube élastique dépressible se fera sous un régime de pressions inférieur en totalité ou en partie à la pression du milieu environnant le tube, nous dirons que l'onde est une « onde de décollapsus ». Ceci en raison de l'aplatissement (collapsus) plus ou moins complet présenté par le tube pendant une phase de la propagation, précédée ou suivie d'une augmentation de la section (décollapsus).

Nous nous proposons d'étudier dans le présent chapitre la propagation d'une onde de décollapsus le long d'un tube indéfini primitivement en collapsus et directement abouché à la source pulsatile.

Conditions de propagation

L'étude analytique des ondes de décollapsus est identique à celle des ondes d'expansion qui a fait l'objet d'un précédent chapitre (chap. III).

Dans l'un et l'autre cas, lorsqu'on néglige les frottements, le résultat est sous la dépendance du coeffi-

cient K qui relie les variations de pression Δp dans le tube et les accroissements relatifs de sections $\frac{\Delta s}{s}$ qu'elles déterminent :

$$\frac{\Delta s}{s} = \frac{\Delta p}{K}$$

Nous avons vu que pour les ondes d'expansion le coefficient K peut être regardé comme constant. La vitesse de propagation de l'onde est alors :

$$v = \sqrt{\frac{K}{\rho}} \quad (\rho = \text{densité du liquide}) \quad (1)$$

et la vitesse du liquide :

$$v = \frac{p - p_0}{\rho V} \quad (2)$$

Ces mêmes formules ne sont valables pour les ondes de decollapsus que pendant les intervalles de temps infinitésimaux de la propagation où K peut être considéré comme constant.

Il convient donc de rechercher expérimentalement la variation du coefficient K , c'est-à-dire de construire la courbe qui donne la loi de variation de la section S du tube en fonction de la réaction élastique contre l'écrasement.

Cette réaction se mesure par la différence r entre la pression environnante et la pression du liquide à l'intérieur du tube.

Réaction élastique du tube à l'écrasement

Nous donnons ci-dessous (*fig. 14*) une courbe des variations de la section

$$S = f(r)$$

relative à un tube de $4\frac{m}{m}8$ de diamètre intérieur, de $10\frac{m}{m}$ de long, en feuille anglaise mince pesant 0 gr. 022 par cm^2 , dont nous nous servirons ultérieurement pour l'étude expérimentale des ondes.

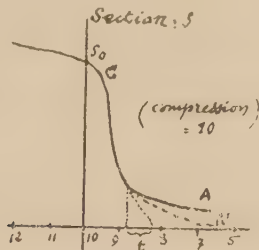


FIG. 14

Nous avons rencontré, pour l'obtention des chiffres S de section, une difficulté du même ordre que celle déjà signalée à propos de la graduation des monomètres élastiques. Sous l'influence d'une variation de pression, le caoutchouc subit une déformation instantanée, puis tend plus ou moins rapidement vers un autre état d'équilibre. Pour l'étude des ondes liquides, ce sont les valeurs de déformation instantanée qui nous intéressent.

Les données des plethysmomètres statiques eussent donc été erronées.

Nous avons été conduits à utiliser ici le procédé qui nous avait réussi pour la graduation de nos manomètres. Le tube de caoutchouc fermé à l'une de ses extrémités était relié par l'autre à une poche pneumatique pulsatile et à un petit manomètre anéroïde bien vérifié. La densité de l'air étant très faible, les décol-

lapsus se propageaient instantanément. Le tube était d'autre part emprisonné dans une enceinte d'air de pression connue, abouchée à une capsule oscillographique de Pachon. On lisait sur le manomètre anéroïde les variations rapides de la pression à l'intérieur du tube, tandis que la capsule enregistrait les variations de volume du tube, c'est-à-dire les variations de section, quantités proportionnelles.

Nous avons, sur la fig. 14, porté en ordonnées les amplitudes oscillographiques obtenues sous une compression constante de 10% de Hg, en abscisses les pressions à l'intérieur du tube. Si l'on désirait lire les amplitudes correspondant à une autre compression Q, il faudrait multiplier les ordonnées actuelles par le

rapport $\frac{Q}{10}$ (Voir pour la démonstration : Chapitre VI : courbes pulsatiles.)

Les trois modalités des Ondes de décollapsus

L'examen de la courbe des réactions élastiques r à l'écrasement (fig. 14) nous montre qu'elle se compose de trois segments AB, BC, CS₀, la partie BC étant à peu près rectiligne tandis qu'à partir de B et de C se manifestent des courbures marquées. Nous avons substitué au segment AB un segment inférieur A'B, qui aurait été observé en l'absence des déformations parasites aux extrémités de notre tube, raccordé à des tubes rigides. Ces trois seg-

ments correspondent à des modalités différentes de la propagation des ondes de decollapsus. Avant de les décrire, précisons d'abord sur la figure la signification du coefficient K , qui fixe comme il a été dit les conditions de la propagation.

Le coefficient K est à chaque instant égal à la sous-tangente t au point de la courbe $S=f(r)$ qui correspond à la section actuelle S . Ceci résulte immédiatement de la relation (1) du début de ce chapitre qui définit le coefficient K .

Remarquons que pour l'eau ($\rho = 1$), le carré de la vitesse de l'onde de decollapsus est précisément égal à K :

$$V^2 = K$$

et, par suite, égal aussi à la sous-tangente au point correspondant de la courbe précédente.

1° Ondes de faibles decollapsus :

Phénomène d'effilement

Au point A' la section S est presque nulle, il y a collapsus complet, la réaction élastique est maxima $r=OA'$.

A mesure que l'onde ouvre légèrement la section, le point représentatif de celle-ci décrit la courbe de A' vers B . On voit que la sous-tangente t d'abord assez grande pour la partie moyenne du segment, diminue quand on se rapproche de B . Corrélativement le coefficient K diminue; d'où l'on déduit,

d'après les formules (1) et (2) que la vitesse de propagation V diminue et que la vitesse v du liquide augmente. Ainsi le front de l'onde de faible décollapsus se propage plus vite que le corps même de l'onde. Celle-ci prend la forme d'un bec de flûte sans cesse plus effilé (phénomène d'effilement), tandis que

- la vitesse du liquide augmente rapidement. Cet accroissement de vitesse fait baisser la pression correspondante du corps de l'onde (théorème de Bernouilli), ce qui accentue encore la faiblesse du décollapsus.

2° Ondes de décollapsus moyen (Segment BC)

Phénomène de déferlement.

Lors-

que le passage de l'onde restitue au tube un calibre moyen à partir d'un aplatissement presque complet, le point figuratif de la section se déplace sur le segment B C de notre courbe, qui est à peu près rectiligne. On voit que la sous-tangente, c'est-à-dire le coefficient K subit un accroissement proportionnel aux variations de la section. Corrélativement la vitesse V de l'onde augmente, tandis que la vitesse du liquide v diminue. Ainsi au cours de la propagation le corps de l'onde tend à empiéter sur son front qui prend un aspect plus abrupt. C'est un phénomène très analogue au phénomène de déferlement, observé lorsque les vagues venues de la haute mer atteignent des plages de faible profondeur.

3° Ondes de décollapsus total

Si l'ouverture du tube atteint ou dépasse la section normale S_0 , on voit que la sous-tangente t et par suite la vitesse de propagation de l'onde augmente très rapidement et prend des valeurs considérables. Le phénomène de déferlement s'accroît donc en tête de l'onde.

Influence du frottement. — Amortissement Retour du liquide

La description qui précède suppose les frottements nuls. Or si ceux-ci interviennent relativement peu dans la propagation des ondes d'expansion, ils agissent au contraire beaucoup sur la propagation des ondes de décollapsus en raison de la faible section présentée par le tube et de la viscosité du liquide. Le travail absorbé par les frottements entraîne une diminution de la pression du liquide tout le long de l'onde : le décollapsus diminue d'ampleur, le front de l'onde cesse de se propager, finalement le liquide reflue vers la source sous l'influence de la pression du milieu environnant qui achève de restituer le travail qu'il a reçu au cours du décollapsus initial. Au total *le frottement a pour effet d'amortir rapidement le décollapsus et de le localiser au voisinage de la source pulsatile.* *

Nous allons préciser ces phénomènes en étudiant dans ce chapitre et dans ceux qui le suivent la transformation d'une onde d'expansion en onde de décollapsus, grâce aux données de l'oscillomètre.

Transformation des Ondes d'expansion en ondes de decollapsus

Les considérations des chapitres précédents vont nous permettre d'interpréter les résultats expérimentaux relatifs à la transformation des ondes d'expansion en ondes de decollapsus. Cette question est fondamentale, car c'est à elle que se rattachent les problèmes de sphygmomanométrie clinique.

I. Dispositif expérimental

Le tube *t* où se propage l'onde liquide d'expansion, venue de notre appareil hydro-pneumatique, est mis en série (*fig. 15*) avec :

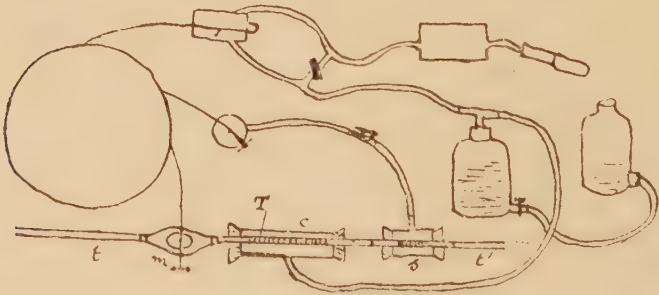


FIG. 15

t : tube élastique d'amenée des ondes. — *m* : manomètre enregistreur. — *T* : tube étudié à la capsule oscillographique. — *s* : tube sphygmoscopique.

1° Un manomètre élastique du type que nous avons décrit au chapitre II;

2° Un tube *T* de caoutchouc mince, dont les caractéristiques sont indiquées plus haut, et destiné à subir

le collapsus. Il a été pour cela enfermé dans une chambre en verre c, reliée à une capsule oscillographique dont la sensibilité est réglable par un dispositif à mercure qui sera décrit dans le prochain chapitre;

3° Un tube, analogue au précédent, enfermé dans une chambre reliée à un tambour de Marey. Cet ensemble fonctionnera comme sphygmoscope.

Les indications de ces trois appareils s'inscriront simultanément sur un cylindre enregistreur. On disposera les styles au départ à peu près dans le même plan vertical, de manière que leurs tracés forment sur le cylindre des cercles très voisins. On fera précéder chaque tracé expérimental d'une inscription des amplitudes des styles sur le cylindre arrêté : opération indispensable pour pouvoir ensuite rectifier les ordonnées curvilignes et superposer chronologiquement sur un même graphique les données des trois appareils.

Nous donnons plus loin deux tableaux de tracés obtenus à l'aide du dispositif qui vient d'être décrit (tableau I, tableau II). Le second seul porte les indications du sphygmoscope. Le premier est relatif à l'étude des effets de la stase en aval du collapsus : le sphygmoscope est remplacé par une ligature qui s'oppose au passage du liquide. Chaque tracé ne comporte donc plus que deux courbes au lieu de trois. Les trois courbes du tableau II sont, pour chaque tracé, de gauche à droite : la pulsation oscillomé-

trique, l'indication du sphygmoscope, la courbe monométrique. Au-dessus ou au-dessous des tracés figurent les trois ordonnées inscrites par les trois styles quand le cylindre est au repos.

Le tableau I comporte toute la série des tracés relatifs à des compressions s'échelonnant de cm. en cm., de 8 à 21 $\frac{1}{100}$ de Hg.

Nous n'avons fait figurer au tableau II, pour éviter les redites, que les tracés caractéristiques. A ces tableaux sont annexés : 1° un tracé du temps (seconde) utilisable pour tous nos graphiques; 2° la courbe de l'onde incidente, lorsque celle-ci peut se propager le long d'un tube indéfini identique au tube d'amenée *t*, mis immédiatement en connexion avec le manomètre *m*, à la place du tube T (fig. 15).

II. Cas où l'Onde d'expansion incidente est une Onde solitaire

Pour que l'onde qui passe au manomètre *m*, dans les conditions qui viennent d'être dites en dernier lieu, soit bien une onde solitaire, il est nécessaire que le manomètre *m* soit éloigné de la source pulsatile, et éloigné aussi de l'autre extrémité du tube où l'onde vient se réfléchir. Nous avons réalisé ces deux conditions en prenant un tube d'amené *t* de 6 m. 20 et un tube consécutif *t'* de 6 mètres de longueur. L'onde qui passe ainsi au

manomètre, m est bien une onde solitaire, et c'est celle qui a été reproduite figure 16.

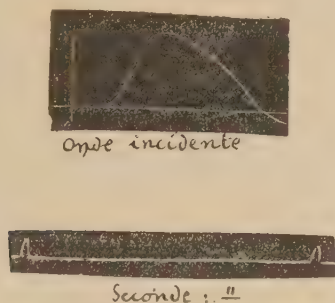


FIG. 16

On voit d'après l'échelle manométrique, donnée au chapitre II, que l'onde fait passer la pression de la valeur préexistante ($9 \text{ } \frac{\text{m}}{\text{m}}$ de Hg) à une valeur maximum de $13 \frac{1}{4} \text{ } \frac{\text{m}}{\text{m}}$ de Hg. La transformation de cette onde solitaire d'expansion en onde de decollapsus va faire l'objet du présent chapitre. Nous verrons au chapitre IX comment la proximité de la source modifie les phénomènes, l'onde incidente n'étant plus alors une onde solitaire.

Onde réfléchie

Pendant toute la durée de la transformation de l'onde d'expansion du tube t en onde de decollapsus dans le tube T , il prend naissance, au point où ces deux tubes s'abouchent, une onde réfléchie qui rétrograde vers la source et ajoute ses effets manométriques p_r à ceux de l'onde incidente p_i .

La surtension inscrite par le manomètre m est donc la somme de deux surtensions

$$p = p_i + p_r$$

Nous verrons comment l'oscillomètre permet d'analyser ces ondes incidente et réfléchie. Réservons cette importante étude pour les chapitres suivants, bornons-nous d'abord à décrire les courbes enregistrées.

Courbe manométrique de l'Onde de décollapsus

Les courbes manométriques, enregistrées en m , présentent, jusqu'à la compression II, la même forme : *plateau régulièrement horizontal, précédé d'une ascension rapide et suivi d'une chute d'abord brusque, puis, après un minuscule palier, plus lente*. La largeur du plateau augmente à mesure que l'on s'adresse à des compressions plus faibles, tandis que la hauteur manométrique de ces plateaux diminue de valeur. La différence entre cette valeur et celle de la compression correspondante diminue elle aussi comme on s'en rend compte d'après les indications ci-dessus (tracés du tableau II).

Compression....	21	20	19	18	17	16	15	14	13	12	11	10	9
Pression (plateau).	18½	18	17½	16½	16	15½	14½	13½	12¾	12	12	12½	13½
Différence.....	2½	2	1½	1½	1	½	½	½	½	0	(-1)	(-2½)	(-4½)

TABLEAU 1

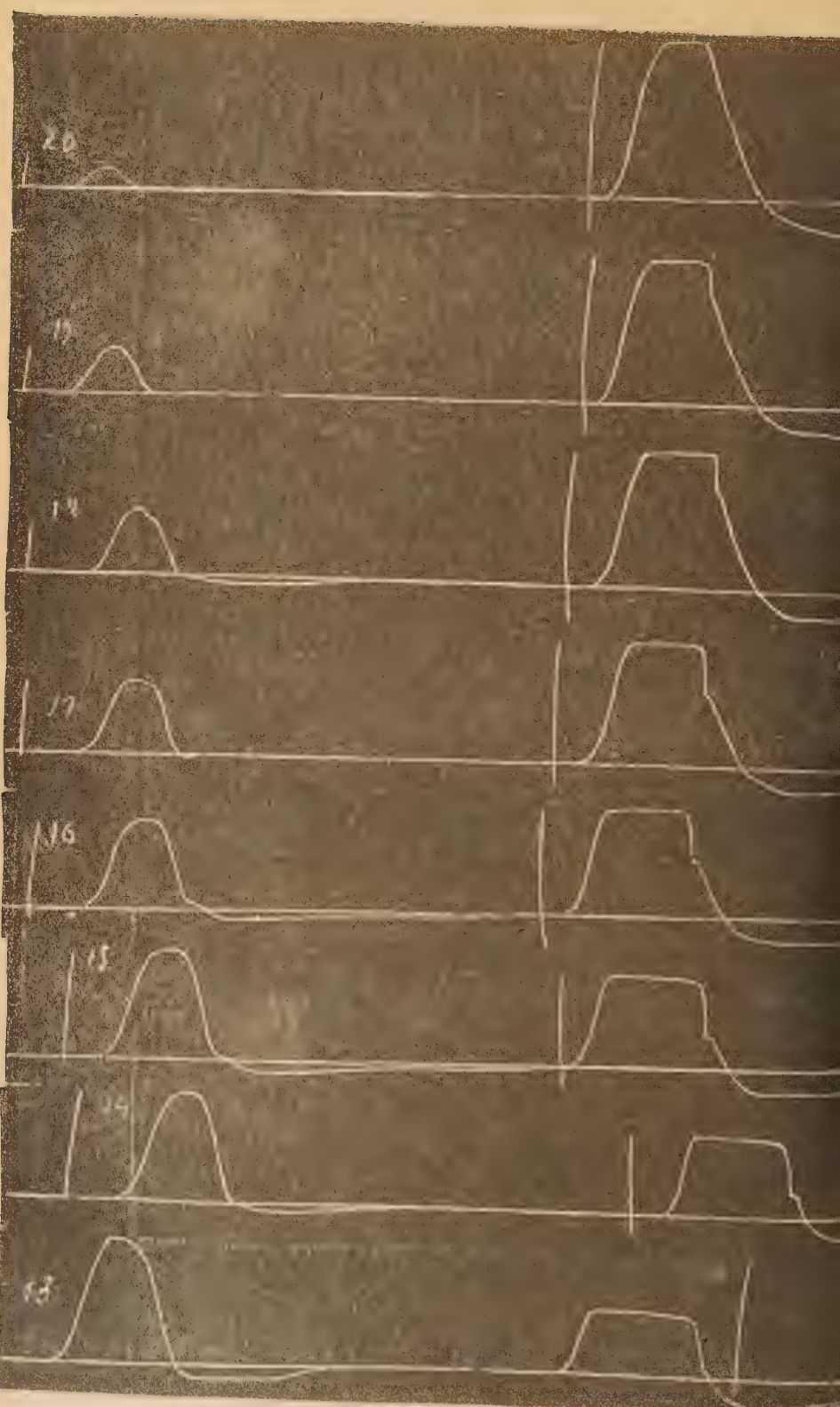
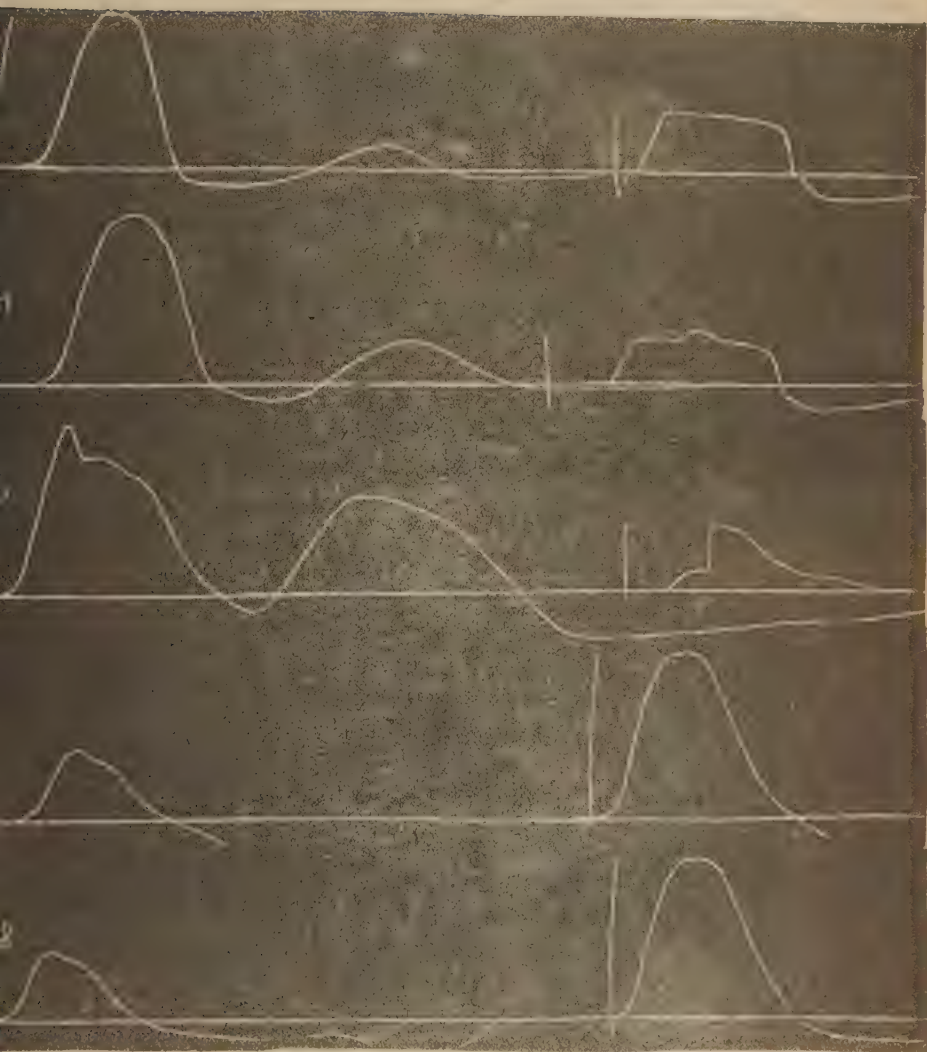


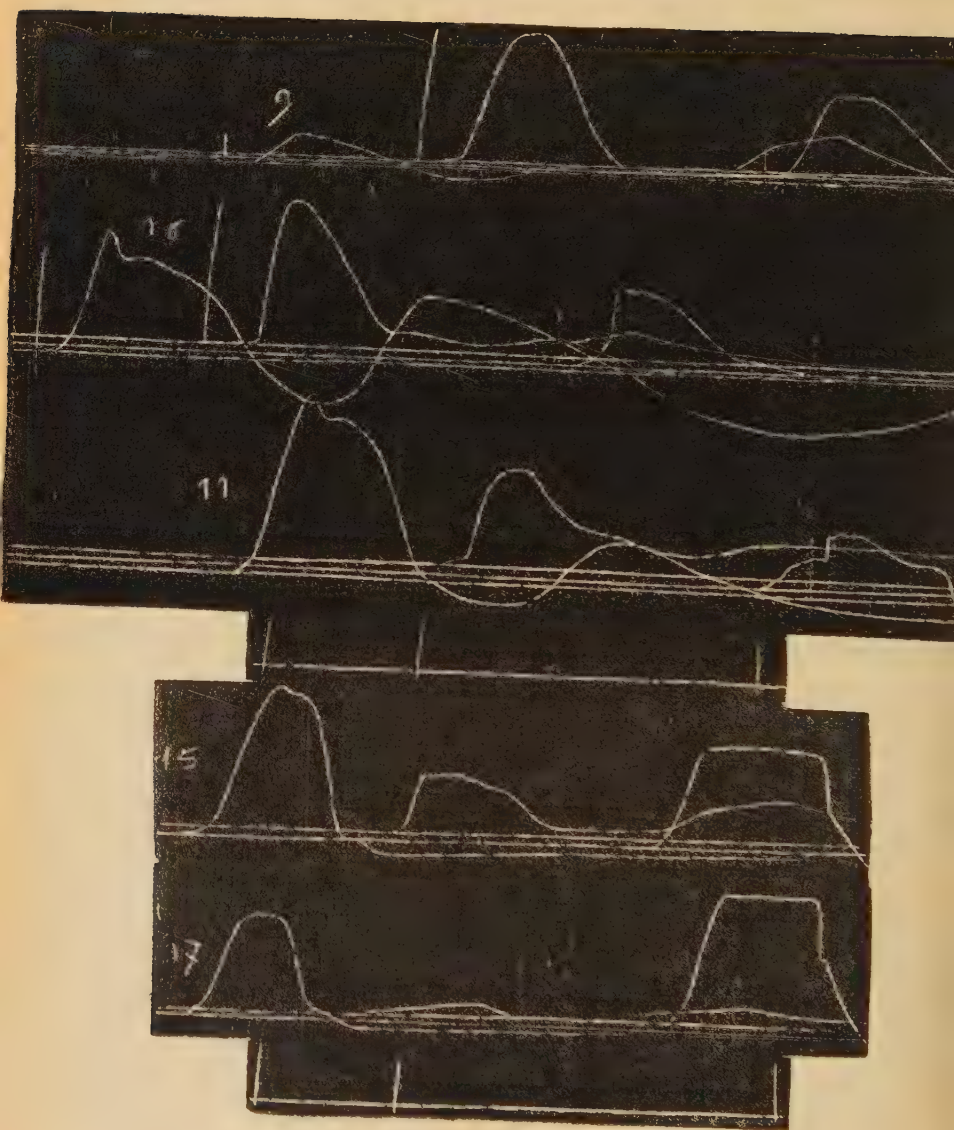
TABLEAU I

(Suite)



Transformation de l'onde incidente (fig. 16) en onde de decollapsu dans le tube T (fig. 15) ligaturé à son extrémité distale. A gauche : tracé de la capsule de Pachon; à droite : tracé du manomètre *m* (fig. 15).

TABLEAU II



Même légende que pour le tableau I.
 Mais ici la ligature en aval de 1 est enlevée (fig. 15). Le sphygmo-
 cope se donne le tracé du milieu.

Ces différences sont dues aux réactions élastiques des parois du tube qui s'ajoutent à la pression du liquide intérieur. La variation de vitesse du liquide, quand il s'engage dans le tube déprimé, diminue aussi sa pression (théorème de Bernouilli); mais cet effet est négligeable pour les vitesses utilisées ici.

Si, maintenant, on considère les tracés 10 et 11, on voit que le plateau des courbes précédentes est ici à deux étages, reliés par une droite brutalement ascendante. La pression maxima atteinte l'emporte maintenant sur la compression exercée (différences négatives du tableau précédent).

Pour des compressions de 9 % et au-dessous, les courbes manométriques grandissent considérablement et sont à peu près superposables à l'onde incidente en libre propagation pour le tableau II, à l'onde interférentielle sur ligature pour le tableau I.

Courbes pulsatiles

Les pulsations enregistrées par la capsule oscillographique figurent un dôme arrondi. Pour des compressions voisines de la minima (11,10), ce dôme fait place à un sommet assez aigu suivi d'un palier accentué. Les amplitudes maxima des pulsations du tableau II ont servi à construire la courbe oscillométrique de la fig. 24. On voit que, pour des compressions décroissantes, l'amplitude augmente lentement et atteint un maximum

pour la compression de 11. Elle diminue ensuite très rapidement jusqu'à la compression de 9, précisément égale à la pression minima de l'onde incidente. Audessous de ce chiffre, l'amplitude ne décroît plus que fort lentement.

La durée de l'oscillation, mesurée par la distance des points où la courbe quitte puis rejoint la ligne de départ, croît progressivement, et ensuite décroît pour les faibles compressions (9, 8...).

Si l'on essaie, d'après ces durées et les chiffres de compressions correspondants, de reconstruire la courbe manométrique vraie du liquide, on constate que l'on n'obtient ainsi ni l'onde de pression réellement incidente, ni l'onde interférentielle sur ligature.

L'explication de toutes les constatations précédentes résultera de l'analyse des transformations d'ondes que nous ferons au chapitre VII.

Passage du liquide en aval de la compression

Portons en dernier lieu notre attention sur les courbes du sphygmoscope (tableau II), qui traduisent l'effet mécanique de l'onde de décolapsus en aval de la compression. La première courbe relative à une compression élevée (17) et à un décolapsus faible met en évidence, par son ascension très lente, le phénomène d'effilement. La deuxième (compression 13), traduit par son front abrupt le phéno-

mène de déferlement. La troisième (compression 9), représente l'onde d'expansion normale en libre propagation.

Nous avons superposé chronologiquement sur la fig. 17 ces trois courbes caractéristiques. L'origine

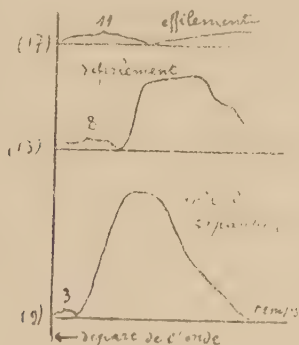


FIG. 17

commune des temps est le moment où l'onde prend naissance à l'extrémité antérieure du tube en collapsus. Ce tube ayant 10 $\frac{m}{m}$ de long, et la seconde étant figurée en abscisse par une longueur de 38 $\frac{m}{m}$ (fig. 16), nous voyons que les décalages (11 m/m, 8 m/m, 3 m/m) de nos trois courbes par rapport à l'origine des temps attestent des vitesses de propagation de 35 cm., 64 cm., 127 cm. à la seconde. Résultat conforme aux prévisions du précédent chapitre : la vitesse de l'onde de déferlement (decollapsus moyen, compression 13) est supérieure à la vitesse de l'onde d'effilement, mais reste bien inférieure à celle de l'onde d'expansion normale.

CHAPITRE VI

Les données de l'Oscillomètre pour l'étude des Ondes

Le passage de l'onde pulsatile dans le tube T (*fig.* 15), enfermé dans la chambre *c* en connexion avec la capsule oscillographique, se traduit par une oscillation de l'aiguille de cette capsule sur le cylindre enregistreur. C'est ainsi que nous avons obtenu sur les tableaux I et II toute la série de courbes pulsatiles prises sous des compressions graduellement décroissantes. On synthétise habituellement la série des amplitudes d'oscillations maxima sur un graphique, « courbe oscillométrique », où les abscisses figurent les compressions successives et les ordonnées les amplitudes correspondantes. Courbe pulsatile et courbe oscillométrique soulèvent chacune un problème distinct.

1° Interprétation des courbes pulsatiles.

Le passage de l'onde liquide dans le tube élastique T entraîne une variation de volume ΔV de l'air ambiant, égale à la variation de volume du tube lui-même. Remarquons que ce volume ΔV sera aussi celui du liquide injecté dans le segment comprimé pour le cas du tableau I; il en sera de même pour le cas du tableau II tant que l'onde n'aura pas atteint le bout inférieur du segment.

Quelle relation existe-t-il entre la déviation de l'aiguille oscillométrique et la variation de volume ΔV ?

On sait que l'oscillomètre est un manomètre différentiel qui traduit les variations de pressions Δp de l'air, dues à ses variations de volume. Tant que les variations de pression Δp sont faibles (petites oscillations de l'aiguille), on peut poser qu'il y a proportionnalité entre la déformation élastique de la cuvette oscillométrique et la surtension Δp qui la provoque. Nous pouvons donc écrire pour la déviation a de l'aiguille de l'oscillomètre :

$$a = K \Delta p \quad (1)$$

D'autre part, la loi de Mariotte nous donne une formule qui relie les variations ΔV et Δp de volume et de pression subies par la masse d'air en expérience.

Cette loi peut en effet s'énoncer ainsi, lorsqu'il s'agit de variations faibles :

Les variations relatives de la pression p et du volume V d'une masse d'air donnée sont égales en valeur absolue :

$$\frac{\Delta V}{V} = - \frac{\Delta p}{p} \quad (2)$$

Nous en déduisons :

$$\Delta p = - \frac{p}{V} \Delta V$$

et en portant cette valeur de Δp dans l'expression (1).

$$a = K - \frac{p}{V} \Delta V \quad (3)$$

Nous avons déjà supposé, pour écrire la formule (1) que Δp était très petit vis-à-vis de p , la relation (2)

montre alors que ΔV est très petit vis-à-vis de V , si bien que ce volume peut être considéré comme un coefficient constant dans la formule (3).

Nous remplacerons aussi la compression p par sa valeur moyenne Q qui en diffère très peu. Au total on aura :

$$a = b \cdot \Delta V$$

où h est un coefficient proportionnel à la compression exercée Q . Cette formule fixe ainsi l'interprétation de toute courbe pulsatile relative à une compression donnée Q :

Chaque ordonnée d'une courbe pulsatile est proportionnelle à la variation de volume du tube en expérience, depuis le début du passage de l'onde jusqu'au moment considéré.

Le coefficient de proportionnalité pour chaque courbe pulsatile est lui-même proportionnel à la compression exercée Q .

2° Interprétation de la courbe oscillométrique

Nous avons dit que cette courbe synthétisait la série des amplitudes oscillométriques maxima $a_1, a_2, \dots, a_n$ sous des compressions graduelles $p_1, p_2, \dots, p_n$. Nous remarquerons encore ici que le volume total V , de la cavité aérienne de compression peut être considéré comme invariable, à cause de la petitesse des variations $v_1, v_2, \dots, v_n$ subies par le volume du tube intérieur T .

La formule (3) nous donnera donc les relations :

$$\left. \begin{aligned} a_1 &= \frac{K}{V} p_1 \Delta V_1 \\ a_2 &= \frac{K}{V} p_2 \Delta V_2 \\ &\dots\dots\dots \\ a_n &= \frac{K}{V} p_n \Delta V_n \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

où l'on a mis en évidence le coefficient $\frac{K}{V}$ constant d'après ce qui vient d'être dit. Les produits successifs $p_1 \Delta V_1$, $p_2 \Delta V_2$,, $p_n \Delta V_n$ ne sont autres que les expressions du travail total effectué par chaque onde quand elle agit sur la masse d'air qui l'environne. Nous pouvons donc fixer comme suit l'interprétation de la courbe oscillométrique :

Les ordonnées successives de la courbe oscillométrique sont proportionnelles au travail total T effectué par chaque onde contre l'air de compression :

$$a = \frac{K}{V} T \quad (5)$$

La courbe oscillométrique est une courbe énergétique.

Variation du coefficient de sensibilité dans les mesures oscillométriques. — Application à la mesure clinique de l'énergie pulsatile.

La formule (5) $a = \frac{K}{V} T$ nous montre que le coefficient de proportionnalité entre l'amplitude oscillométrique a et le travail correspondant T de la pulsation est inversement propor-

tionnel au volume total V de la cavité aérienne qui environne le tube en expérience. Si l'on prend un volume V trop réduit, l'oscillation a produite par le passage des ondes serait d'une trop grande amplitude pour que la formule (1) et les relations qui en ont été déduites soient encore valables. Il convient donc de pouvoir graduer à volonté la sensibilité de l'oscillomètre, c'est-à-dire le volume V .

C'est pourquoi nous avons adopté le dispositif de la figure 15, où la cavité aérienne s'augmente du volume variable d'un grand flacon plus ou moins rempli de mercure par un vase communicant.

Ouvrons ici une parenthèse pour signaler un procédé pratique permettant de corriger les lectures oscillométriques faites en clinique sous des volumes V quelconques de l'air insufflé dans l'appareil, et de les ramener à une même sensibilité oscillométrique conventionnelle. Aucune modification à l'oscillomètre, sauf un robinet interposé sur le tube qui va au manchon. Fermant ce robinet on insuffle de l'air dans le boîtier oscillométrique jusqu'à une pression de 20 % de Hg. Puis, ouvrant le robinet, on note la pression p de l'air qui s'est répandu dans la cavité du manchon. Si cette pression p a pris une valeur de 10 % de Hg, les oscillations n'auront pas besoin d'être corrigées, car le volume du manchon sera alors égal à celui du boîtier et c'est la sensibilité correspondant à ce volume particulier que nous prendrons conven-

tionnellement pour base de sensibilité oscillométrique.

Si la pression finale est supérieure ou inférieure à 10 % de Hg, on pourra renouveler l'expérience après avoir détendu ou resserré la sangle du manchon jusqu'à obtention de l'effet cherché (utilisation d'un manchon continuellement réglable par un clamp d'arrêt).

Un autre procédé consiste à noter la pression finale p % de Hg et à conserver le volume actuel des cavités aériennes pour lire les oscillations successives. On ramènera simplement les amplitudes lues à celles que l'on obtiendrait sous le volume de sensibilité conventionnelle en les multipliant par le rapport :

$$\frac{p}{20-p}$$

Cette correction permet d'obtenir des chiffres d'énergie pulsatile comparables entre eux, ayant été ramenés à une sensibilité oscillométrique bien définie.

Il est plus aisé de faire la transformation par voie graphique que par le calcul. On construit un triangle rectangle de côtés p et $20-p$ (fig. 18). On porte les

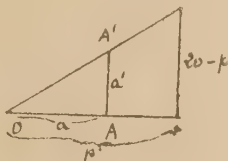


FIG. 18

amplitudes lues sur le côté horizontal p à partir de o . A la succession des points A ainsi obtenus, on fait correspondre par des verticales une série de points A'

sur l'hypothénuse. Les distances A A' donnent les amplitudes cherchées a' :

$$\frac{a'}{a} = \frac{p}{20 - p}$$

Transformation de la Courbe oscillométrique en courbe volumétrique

Il nous sera utile pour l'étude des ondes de connaître les variations de volume que leur passage fait subir au tube élastique T ou à l'artère. Les formules (4) nous donnent ces volumes à l'aide des amplitudes oscillométriques correspondantes :

$$\left. \begin{aligned} \Delta V_1 &= \frac{V}{K} \cdot \frac{a_1}{p_1} \\ \Delta V_2 &= \frac{V}{K} \cdot \frac{a_2}{p_2} \\ &\dots\dots\dots \\ \Delta V_n &= \frac{V}{K} \cdot \frac{a_n}{p_n} \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

Remarquons que l'un quelconque des rapports $\frac{a}{p}$ relatif par exemple à un point M de la courbe oscillométrique, est égal à la tangente trigonométrique de l'angle (Op, OM), ou pente de la droite OM :

Les relations (6) peuvent donc s'écrire :

$$\left. \begin{aligned} \Delta V_1 &= \frac{V}{K} \cdot \text{tg } \alpha_1 \\ \Delta V_2 &= \frac{V}{K} \cdot \text{tg } \alpha_2 \\ &\dots\dots\dots \\ \Delta V_n &= \frac{V}{K} \cdot \text{tg } \alpha_n \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

ce qui s'énonce :

La variation totale de volume du tube au passage d'une onde est proportionnelle à la pente de la droite qui joint l'origine au point correspondant du diagramme oscillométrique.

Cette remarque donne un procédé de construction de la courbe des volumes ΔV à partir de la courbe oscillométrique.

Nous avons déjà convenu au paragraphe précédent d'un volume moyen ΔV des cavités aériennes sous lequel nous supposons faites toutes les mesures oscillométriques. Il nous suffira maintenant de choisir une unité de volume qui simplifie nos formules et nous permette d'établir la courbe des variations volumétriques ΔV . Nous prendrons conventionnellement pour unité de volume un volume K fois plus petit que le volume V choisi au paragraphe précédent. Ce volume V sera donc mesuré précisément par le nombre K :

$$V = K.$$

Rappelons que K est le coefficient d'élasticité de notre oscillomètre (relation 1).

D'après cette convention, les formules (7) se simplifient et deviennent :

$$\left. \begin{array}{l} \Delta V_1 = \text{tg } \alpha_1 \\ \dots\dots\dots \\ \Delta V_n = \text{tg } \alpha_n \end{array} \right\} \quad (8)$$

Il ne reste plus qu'à convenir une fois pour toutes de la représentation graphique de l'unité concrète de

volume que nous venons d'adopter. Pour la clarté des constructions nous prendrons l'ordonnée $J I = 1$, le point I étant le point de la bissectrice des axes qui a pour abscisse $O J = 10\%$ de Hg sur l'axe des compressions (fig. 19). Alors, tous les volumes relatifs aux

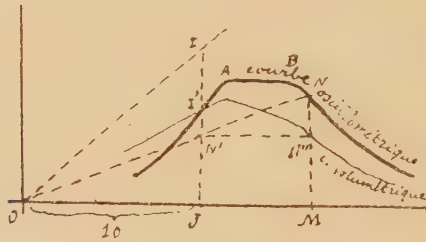


FIG. 19

divers points N de la courbe oscillométrique se déduiront de l'unité IJ en la multipliant par le coefficient $\operatorname{tg} \alpha$, conformément aux formules (8). La construction est immédiate :

Soit à fixer le volume ΔV relatif au point N de la courbe oscillométrique. On joint ON; cette droite coupe IJ en un point N'. JN' est précisément le volume ΔV relatif au point N. On le transporte en M N''. L'ensemble des points N'' donne la courbe des variations de volume ΔV , courbe comparable de sujet à sujet d'après nos conventions. On voit qu'elle se déduit de la courbe oscillométrique par un aplatissement marqué de l'angle B et une rotation générale autour du point I, dans le sens même de cet aplatissement.

CHAPITRE VII

Analyse oscillométrique de la transformation de l'Onde incidente

Courbe manométrique à l'entrée du tube

Nous nous proposons, dans le présent chapitre, de faire l'étude dynamique des phénomènes ondulatoires présentés par le tube T (*fig. 15*), où se propage l'onde incidente avant de se transformer en onde de decollapsus. La courbe inscrite par le manomètre *m*, qui est situé au point même où se fait la transformation, nous donne la pression résultante des deux ondes solitaires incidente et réfléchie.

$$p = p_i + p_r$$

Nous avons montré au chapitre IV que la décomposition de l'onde résultante *p* en ses deux composantes peut être réalisée graphiquement si l'on connaît le régime des vitesses du liquide pendant l'interférence de ces deux ondes. Cherchons quelles indications nous fournit l'oscillomètre quant à ce régime.

Régime des vitesses d'après la pulsation oscillométrique

Reportons-nous, pour le compléter, au paragraphe du chapitre précédent, intitulé « Interprétation des courbes pulsatiles ».

Nous avons énoncé cette conclusion :

Chaque ordonnée d'une courbe pulsatile est proportionnelle à la variation de volume ΔV du tube en expérience depuis le début du passage de l'onde, jusqu'au moment considéré. Le coefficient de proportionnalité h pour chaque courbe pulsatile est lui-même proportionnel à la compression exercée Q :

$$\begin{aligned} a &= h. \Delta V \\ h &= K q \end{aligned}$$

Si le liquide ne peut s'écouler par l'extrémité distale du tube (cas du tableau I), ΔV représente précisément la quantité de liquide accumulé dans ce tube depuis l'arrivée de l'onde jusqu'à l'instant considéré. La variation de cette quantité volumétrique ΔV dans l'unité de temps nous donnera la vitesse d'injection V à cet instant. La formule que nous venons de rappeler nous montre que la variation de l'amplitude a dans l'unité de temps, c'est-à-dire la pente $P = \frac{da}{dt}$ de la courbe pulsatile, sera h fois plus grande que la variation de ΔV .

La vitesse V d'injection est donc une quantité proportionnelle à la pente P de la courbe pulsatile au point considéré :

$$v = \frac{P}{K Q}$$

Cette conclusion n'est applicable en toute rigueur qu'aux courbes du tableau I; nous examinerons dans le chapitre suivant les particularités présentées par les courbes du tableau II.

Déformation de l'Onde incidente

L'onde solitaire incidente annexée à nos tableaux a été obtenue en laissant la propagation se faire librement après le manomètre inscripteur dans un long tube élastique identique au tube d'amenée. Est-ce cette même onde qui, en donnant naissance au phénomène de decollapsus, interfère avec son onde réfléchie pour engendrer la pression résultante inscrite par le manomètre? Nous verrons analytiquement qu'il n'en est rien et que *le phénomène de decollapsus remanie la forme de l'onde incidente*. Le principal facteur de ce remaniement nous paraît être le changement que l'onde réfléchie apporte, tout le long du tube d'amenée, aux conditions d'amortissement de la partie encore non réfléchie de l'onde incidente.

Nous avons eu déjà l'occasion de montrer en étudiant la réflexion des ondes sur une ligature (chapitre III) un phénomène identique : l'interférence de l'onde réfléchie avec l'onde incidente tout le long du tube d'amenée diminue la vitesse du liquide et, par suite, l'amortissement de l'onde incidente avant son arrivée au manomètre. Le gain ainsi réalisé a été trouvé de $1/2 \text{ ‰}$ de Hg. pour la pression maxima incidente (chapitre III). Dans le cas où le liquide vient remplir le tube en créant un decollapsus total la vitesse dans le tube d'amenée se trouve au contraire accrue, et l'amortissement, au lieu d'être légèrement diminué, s'y trouve notablement augmenté.

Il existera entre ces deux cas contraires des cas intermédiaires où l'onde incidente sera très peu modifiée. Nous venons de voir qu'en cas de ligature, la déformation est faible ($1/2 \text{ ‰}$ de Hg par excès); la déformation sera donc minima pour des compressions assez élevées (17 ‰ de Hg) qui ne font pas tout à fait l'effet d'une ligature et laissent se réaliser un décolapsus partiel. Nous aurons dans le paragraphe suivant à mettre en œuvre cette constatation en utilisant, pour le tracé 17, l'onde incidente en libre propagation, préalablement inscrite. Nous nous servirons plus particulièrement de son front, la déformation, faible sur toutes les parties de cette onde, étant en effet la plus minime au début de l'incidence, alors que la réflexion n'a pu modifier que très peu les conditions d'amortissement dans le tube d'amenée.

Construction de l'Onde incidente et de l'Onde réfléchie.

Entre les surtensions p_i et p_r , créées par l'onde incidente et par l'onde réfléchie, il existe deux relations.

La première exprime l'addition de ces surtensions par interférence : $p = p_i + p_r$
où p est la surtension résultante inscrite par le manomètre m sur nos tableaux.

La seconde relation se déduit de la connaissance des vitesses v d'écoulement du liquide. On a vu en étudiant les ondes solitaires (chapitre III) que les sur-

tensions sont proportionnelles aux vitesses d'écoulement :

$$p_i = V v_i$$

$$p_r = V v_r$$

le coefficient de proportionnalité V s'identifiant avec la vitesse de propagation quand l'amortissement est négligeable, ce qui n'est pas le cas ici. La remarque du précédent paragraphe nous permettra d'obtenir le coefficient dont nous aurons besoin.

La vitesse résultante est :

$$v = v_i - v_r = \frac{p_i - p_r}{V}$$

En remplaçant v par sa valeur déduite de la pente

$$P = \frac{da}{dt} \quad (\text{fig. 19 bis}) \text{ de la courbe pulsatile}$$

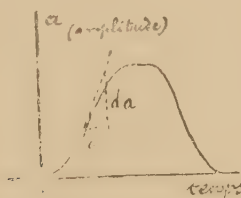


FIG. 19 bis

(1^{er} § de ce chap.) cette égalité devient :

$$p_i - p_r = \frac{V}{K.L} P \quad (2)$$

Les deux équations (1) et (2) qui résolvent le problème renferment deux inconnues, p_i et p_r et un coefficient $\frac{V}{K}$ qui reste à déterminer. Or, dans le paragraphe précédent, nous avons établi que, pour le tracé 17, la surtension incidente p_i , dans la région du front de l'onde est très approximativement celle

inscrite au préalable en libre propagation (courbe de l'onde incidente : *fig. 16*). Pour cette courbe, le front de l'onde élève la surtension jusqu'à une valeur

$$p_i = 13,25 - 9 = 4 \frac{25}{100} \text{ de Hg}$$

tandis que la courbe manométrique accuse une surtension résultante

$$p = 16,25 - 9 = 7,25 \text{ de Hg}$$

On a donc pour la surtension p_r :

$$p_r = p - p_i = 7,25 - 4,25 = 3 \frac{25}{100} \text{ de Hg}$$

Nous avons mesuré sur notre tracé la pente de la pulsation oscillométrique au point correspondant; nous l'avons trouvée égale à 2,4.

Portant toutes ces valeurs dans l'équation (2) nous en déduisons la valeur du coefficient $\frac{V}{K}$:

$$4,25 - 3 = 1,25 = \frac{V}{K} \times \frac{1}{17} \times 2,4$$

d'où

$$\frac{V}{K} = \frac{17 \times 1,25}{2,4} = 9$$

au dixième près.

L'équation (2) que nous avons à utiliser est donc complètement déterminée :

$$p_i - p_r = \frac{9}{Q} \times P (2)'$$

Elle exprime que, pour obtenir la différence des surtensions incidente et réfléchie à chaque instant, il suffira de multiplier par 9 la pente correspondante P de la pulsation et de diviser par la compression Q relative au tracé étudié.

Nous obtiendrons les surtensions p_i et p_r elles-

mêmes en résolvant les équations (1) et (2)'. Elles donnent :

$$\left. \begin{aligned} p_1 &= \frac{1}{2} \left(p + 9 \frac{P}{Q} \right) \\ p_r &= \frac{1}{2} \left(p - 9 \frac{P}{Q} \right) \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Nous reproduisons ci-dessous (fig. 20, 21, 22) le résultat de l'analyse des courbes manométriques relatives aux compressions 18, 14, 10 (tableau I, seul ici en cause), analyse faite en application des résultats (3). L'allure des autres tracés se rapproche de l'un ou l'autre de ces trois exemples.

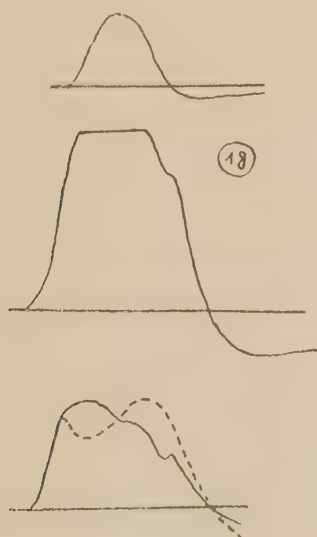


FIG. 20

En haut : tracé de l'oscillographe. — *Au milieu* : pression de l'onde de décollapsus. — *En bas* : analyse de l'onde de décollapsus.

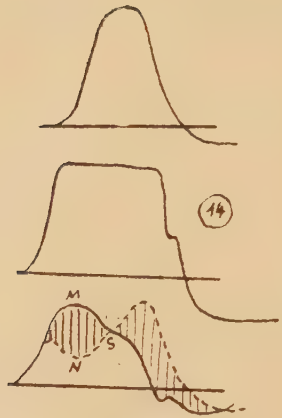


FIG. 21

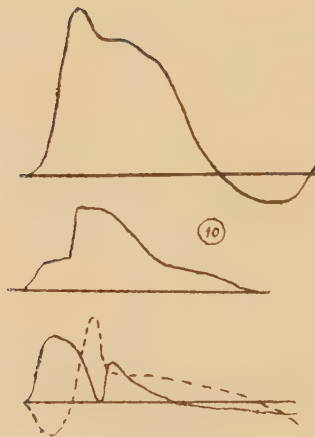


FIG. 22

Il a fallu au préalable, en utilisant les tracés des styles sur le cylindre au repos, superposer chronologiquement les courbes pulsatiles et manométriques, et rectifier leurs ordonnées. De plus, celles de la courbe manométrique (étage intermédiaire de nos figures) ne sont pas les ordonnées graphiques, mais des

ordonnées proportionnelles aux pressions représentées par ces ordonnées graphiques.

L'évaluation a été faite à l'aide de l'échelle manométrique obtenue comme il a été dit au chapitre II (fig. 5).

La courbe de l'étage supérieur de nos figures est la courbe pulsatile de l'oscillomètre. Les courbes de l'étage inférieur sont les ondes incidente et réfléchie représentées à la même échelle que la courbe manométrique résultante qui les surmonte et en correspondance chronologique avec elles. L'onde réfléchie a été dessinée en trait mixte.

Description des courbes construites

1° Ondes réfléchies. — *Les ondes réfléchies présentent toutes deux sommets séparés par une dépression.*

Le premier sommet est acminé; il est moins élevé que le second, et cette différence de hauteur s'accuse à mesure que l'on s'adresse à des tracés pris sous des compressions moins élevées. La dépression qui les sépare se creuse et devient négative pour des compressions voisines de la minima (tracé 10). Un peu au-dessus de la minima l'onde réfléchie s'annule. Elle redevient vite positive pour les compressions inférieures à la minima, par suite de l'effet réfléchissant de la ligature en aval.

La figure 23, relative à une compression de 14,



FIG. 23

Onde incidente et onde réfléchie (après production du decoollapsus).

confirme expérimentalement la forme que nous venons de trouver analytiquement pour l'onde réfléchie. Elle a été enregistrée à l'aide de notre manomètre élastique, interposé sur le tube propagateur à mi-chemin entre la source et le tube en expérience. Elle se combine avec l'onde négative qui suit l'onde positive incidente. Cette onde négative a une pente à peu près uniforme dans la région intéressée par l'onde réfléchie. Nous l'avons figurée en pointillé sur le cliché reproduit ci-dessus (*fig. 23*), d'après un autre tracé obtenu avec un tube très long qui retarde la venue de l'onde réfléchie. On peut donc apprécier parfaitement ici la forme de cette dernière. Cette forme a été un peu modifiée par l'amortissement : le premier sommet, à cause de sa forme primitivement acminée a été un peu effacé, mais on voit nettement le second qui a subsisté plus haut que le premier.

Pour des compressions plus faibles, nous avons mis en évidence, par ce même procédé, la forte

dépression négative prévue par l'analyse oscillométrique.

2° Ondes solitaires incidentes Leur déformation

Nous avons rappelé au début de ce chapitre la constatation, déjà faite au chapitre III, concernant l'influence de l'onde réfléchie sur l'amortissement de l'onde solitaire incidente le long du tube d'amenée. Nous la retrouvons ici : pour les fortes compressions, l'onde réfléchie positive et intense diminue par interférence la vitesse du liquide le long du tube d'amenée; l'onde incidente, à la faveur de cette interférence, se propage avec un amortissement moindre et arrive au tube T avec une intensité légèrement supérieure à celle qu'on enregistre en libre propagation. Ainsi, sur notre graphique (18), l'onde incidente atteint une pression maxima de 14 %, supérieure à la pression maxima en libre propagation : 13 % $\frac{1}{4}$.

Pour les compressions moyennes (14), l'onde réfléchie est faiblement positive dans sa zone déprimée, l'onde incidente est donc peu modifiée. Pour les compressions légèrement supérieures à la minima de l'onde qui est de 9 % de Hg, l'onde incidente est au contraire complètement remaniée. *La dépression négative de l'onde réfléchie accroît considérablement la vitesse du liquide le long du tube d'amenée, créant ainsi des conditions d'amortissement défavorables*

pour le corps de l'onde. Celui-ci présente de ce fait une échancrure profonde, suivie d'un brusque relèvement, lui-même consécutif au sommet de l'onde réfléchie et causé par lui, selon le même mécanisme de variations d'amortissement.

Pour les compressions inférieures à la minima, l'onde incidente, se réfléchissant sur une ligature, reprend la forme trouvée pour les compressions élevées.

3° Ondes de décollapsus. — Volume Énergie

La superposition sur nos figures de l'onde incidente et de l'onde réfléchie va nous permettre de rendre compte des modalités volumétriques et énergétiques du décollapsus dans le tube T en expérience. *Les deux courbes superposées se coupent en un point S qui correspond chronologiquement au sommet de la pulsation oscillographique. Elles comprennent entre elles deux aires hachurées sur la fig. 21. (compression 14) :*

Ces deux aires sont égales et proportionnelles au volume de liquide injecté dans le tube T et restitué par lui.

Nous avons, en effet, démontré au début de ce chapitre que les portions d'ordonnée, p_i p_r , comprises entre ces deux courbes sont proportionnelles aux vitesses v d'injection du liquide.

L'addition de ces vitesses, multipliées par les élé-

ments de temps successifs, donne la valeur de la première aire hachurée.

Celle-ci représente donc bien la quantité totale de liquide injectée par la pulsation.

La seconde aire hachurée, qui représente le même volume, restitué dans la direction de la source, est, à la vérité, un peu supérieure à l'aire précédente. C'est que l'onde réfléchie aspire du liquide et réalise de ce fait un collapsus plus complet que le collapsus initial. Nous aurons l'occasion de revenir plus loin sur ce phénomène.

La forme de la première aire hachurée peut être décrite schématiquement, du moins pour les compressions assez élevées au-dessus de la minima, comme limitée par deux arcs de courbe *M* et *N* (onde incidente et onde réfléchie) symétriques par rapport à un axe horizontal à mi-hauteur du palier manométrique résultant.

À mesure que la compression décroît, on se rend compte d'après les constructions faites grâce à nos tracés, que cette aire et, par suite, le volume de liquide injecté augmentent progressivement. Ce fait est lié à l'abaissement du palier résultant et de l'axe de symétrie correspondant.

Si l'on fait tourner l'aire précédente autour de la ligne horizontale de tension minima, on engendre un volume proportionnel à l'énergie absorbée par l'onde de décollapsus.

Ce volume est, en effet, la différence des volumes engendrés par la rotation des surfaces des ondes incidentes et réfléchies, volumes qui représentent l'énergie incidente et réfléchie (chapitre III).

La différence de ces énergies est bien l'énergie absorbée par le decollapsus jusqu'à son apogée. Si l'on ajoute, à ce chiffre, le travail restitué par les réactions élastiques du tube, on obtient le travail total exécuté contre le milieu compresseur. Ce travail total est proportionnel à l'amplitude oscillométrique (chapitre VI).

Aussi, les constatations qui précèdent vont-elles nous permettre d'expliquer la forme de la courbe oscillométrique.

Passage du liquide en aval de la compression

Reprenons cette étude à la lumière de nos dernières conclusions sur l'énergie progressive des ondes de decollapsus.

L'énergie transmise au sphygmoscope (*fig. 15*) subit une discontinuité nette lorsqu'on passe de la compression 16 à la compression 15 (tracé du tableau II.) *Aux ondes d'effilement succèdent brusquement des ondes de déferlement, caractérisées par un front particulièrement abrupt.* Cette discontinuité doit être en rapport avec les discontinuités acoustiques et mécaniques utilisées en sphygmomano-

trie clinique, (méthodes auscultatoire et palpatoire). S'il en est ainsi, nos tracés nous permettent de conclure à la netteté de ce critère et à confirmer sa valeur comme test empirique. Cependant, nous voyons que le chiffre de pression qu'il traduit (15 cm. de Hg) n'égale ni la pression maxima de l'onde réellement incidente (13 cm. $1/4$); ni la tension limite (18 cm.) définie au chapitre III. *Il faut à l'onde de collapsus une certaine énergie pour qu'elle puisse déferler le long du tube déprimé.* Sa valeur, donnée par nos tracés manométriques, est en relation avec la forme de l'onde pulsatile incidente, la longueur du tube en expérience, l'importance des frottements, de la viscosité du liquide et des réactions élastiques du tube. Cet ensemble de facteurs est trop complexe pour que nous nous arrêtions à démêler l'influence isolée de chacun d'entre eux.

Nous allons voir dans les chapitres suivants que l'oscillomètre permet une analyse plus précise des grandeurs ondulatoires.

CHAPITRE VIII

La Courbe oscillométrique

Son interprétation volumétrique

Nous avons montré au chapitre VI comment on déduit de la courbe oscillométrique la courbe des variations de volume du segment de tube T en expérience.

La figure 24 représente la courbe volumétrique construite à partir de la courbe oscillométrique relative au tableau II.

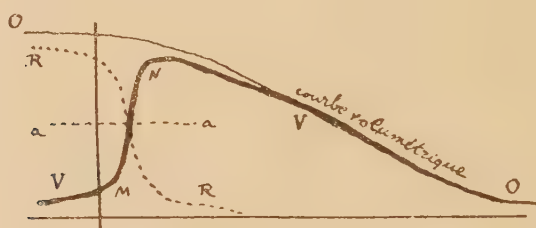


FIG. 24

Chaque ordonnée d'une telle courbe peut s'interpréter comme la différence des ordonnées de deux courbes volumétriques :

1° Celle qui représente le volume du tube au maximum d'effet de l'onde;

2° Celle qui représente le volume du tube avant le passage de l'onde. Cette dernière n'est autre que la *courbe des volumes d'équilibre* que prend le tube lorsqu'il est soumis à une pression intérieure cons-

tante, égale, à la pression minima, et à une compression extérieure variable, égale successivement aux compressions réalisées. C'est la courbe (volume, réactions élastiques) que nous avons construite au chapitre V à l'aide du tube actuel. Transportons cette courbe sur notre graphique (courbe RR) l'origine de ses axes venant au point g, représentatif de la pression intérieure minima. Il nous suffira d'ajouter à ses ordonnées celle de la courbe volumétrique VV pour obtenir la courbe des volumes du tube au passage de l'onde (courbe OO).

Réactions élastiques d'après la Courbe oscillométrique minimale. — Tension minima.

Pour le tube actuellement en expérience, à faible réaction élastique totale à l'écrasement (2 cm. de Hg), on constate que la courbe OO devient à peu près rectiligne et horizontale dans la région des compressions voisines de la minima. Cette particularité tient à ce fait que le decollapsus réalisé par l'onde est alors à peu près total. Les deux courbes R et V, qui, par l'addition de leurs ordonnées (paragraphe précédent), doivent donner le segment horizontal o, sont, de ce fait, symétriques par rapport à un axe horizontal *a a*, situé à mi-hauteur du segment o.

Ainsi, la partie minimale MN de la courbe volumétrique, déduite des indications de l'oscillomètre, n'est autre que la courbe volumétrique des réactions élas-

tiques retournée. La réaction totale à l'écrasement est donnée par la différence d'abscisse des cassures M et N de cette courbe.

Nous verrons plus loin que, même avec des tubes à réaction considérable, la courbe oscillométrique permet encore la mesure de la réaction totale à l'écrasement. Nous étudierons au cours de ce chapitre-ci l'influence de la stase ou du libre passage du liquide sur la forme de la courbe minimale.

Concluons pour le cas actuel (tracés du tableau II : tube à faible réaction élastique, onde unique, libre passage du liquide) que la *tension minima*, accusée sur la courbe des réactions élastiques par une diminution brusque de pente, *devra être lue ici au point où la courbe volumétrique* (symétrique de la précédente) *commence à croître rapidement* (cassure M).

Nous verrons plus loin (chapitre X) que cette règle ne s'applique pas aux courbes oscillométriques physiologiques.

Croissance, inflexion, sommet ou plateau de la Courbe oscillométrique

Les considérations du chapitre précédent permettent d'expliquer la croissance lente de la courbe oscillométrique lorsque la compression diminue à partir des valeurs élevées. Les ordonnées successives de cette courbe sont, en effet, proportionnelles à l'énergie absorbée par le milieu compresseur au passage des ondes de decollapsus correspondantes (cha-

pitre VI). Or, les constructions que nous venons de faire nous ont donné la raison mécanique de l'accroissement lent de l'énergie ainsi absorbée, et nous ont même permis de représenter approximativement sa valeur sous la forme d'un volume de révolution.

Après son segment ascendant, la courbe oscillométrique présente un petit palier ou point d'inflexion (compressions 13, 14), dont nous allons essayer de fixer l'interprétation. Cette inflexion s'estompe et devient peu aparente, en vertu des constructions, sur la courbe volumétrique. Nous savons que le travail total, mesuré par la pulsation oscillométrique, est la somme de l'énergie pulsatile de l'onde de decollapsus dont nous venons de rappeler la représentation, et de l'énergie restituée par la réaction élastique du tube. L'accroissement de cette dernière part est surtout important dans la région des compressions fortes où l'onde de decollapsus ouvre dans le tube un coin large et de plus en plus profond. Il est important aussi pour les compressions voisines du sommet de la courbe oscillométrique, l'onde réalisant un decollapsus qui devient vite total.

Au contraire, l'accroissement de l'énergie restituée par la paroi est faible pour les compressions moyennes (13-14 cm.), alors que l'onde de decollapsus commence à répartir son action volumétrique

sur toute la longueur du tube comprimé, au lieu de la localiser dans la région d'accès : Le volume peut croître sans que la section moyenne du decollapsus et, par suite, l'énergie élastique restituée croisse parallèlement.

Un autre facteur nous paraît aussi intervenir pour ralentir l'ascension de la courbe oscillométrique dans cette région. Pour une compression voisine de la tension maxima de l'onde incidente, l'aire représentative du volume injecté (chapitre VII, 3°) arrive au contact de l'axe de révolution. Le volume engendré par la partie voisine de l'axe est faible; à une même augmentation du liquide injecté ne correspond plus la même augmentation de l'énergie pulsatile. Lorsque la compression devient plus faible, l'aire s'écarte de l'axe de révolution, vers le bas, et le volume représentatif de l'énergie pulsatile croît de nouveau.

Dans le cas où ce dernier facteur serait prépondérant, le petit palier correspondrait donc à une compression égale à la pression maxima réellement incidente.

Quant au sommet de la courbe oscillométrique, il répond, dans les conditions du cas présent, à un decollapsus complet de la totalité du tube sous l'effet de l'onde.

Pour un tube plus court ou une onde incidente plus énergique, ce decollapsus est plus précoce, si bien que la courbe oscillométrique présente un plateau plus ou moins large au lieu d'un sommet aigu. Ce cas particulier sera examiné au chapitre suivant.

Influence de la stase sur les Ondes de décollapsus : Modification de la courbe oscillométrique minimale.

Rappelons dans quelles conditions ont été obtenus les tracés des tableaux I et II. Dans le cas du tableau II, l'onde de décollapsus trouve devant elle, à la sortie du tube T, un tube élastique très long (6 mètres), identique à celui où se propageait l'onde incidente, et rempli de liquide à la pression initiale : 9 cm. de Hg. Dans le cas du tableau I, une ligature a été interposée immédiatement après le tube T, afin de mettre obstacle à tout passage de liquide.

La comparaison des deux tableaux nous montre que dans le cas actuel (tube à réaction élastique faible et suffisamment long), il n'y a pas de différence sensible entre les courbes obtenues, tant que la compression garde une valeur nettement supérieure à la minima. *Cette indifférence du phénomène vis-à-vis de la stase tient à ce fait que l'onde de décollapsus est très amortie quand elle a parcouru la longueur du tube T; sa réflexion sur une ligature devient alors inopérante.*

Au contraire, au voisinage de la minima, le tube T étant plus ou moins ouvert, la réflexion sur la ligature élève la tension.

Au-dessous de la minima, cette hypertension atteint la valeur limite que nous avons définie au chapitre III.

Les oscillations, pour des compressions un peu supérieures à la minima, sont encore modifiées pour d'autres motifs :

1° Dans le tableau II, la pulsation oscillométrique pour la compression 10 présente à sa terminaison une partie négative qui témoigne d'un appel de liquide en aval, du fait de la libre propagation de l'onde. *Au decollapsus fait donc suite un collâpsus plus complet que le demi-collapsus initial.* Si à cet instant une nouvelle onde de decollapsus a pris naissance à l'extrémité antérieure du tube, son effet volumétrique primitif sera d'abord compensé par l'excès de collapsus en train de se réaliser à l'extrémité inférieure : la pulsation oscillométrique grandira moins vite. Mais, ensuite, quand l'onde ouvrira le segment inférieur du tube en collapsus excessif, l'amplitude se trouvera au contraire accrue. Ainsi, l'absence de stase entraîne une faible augmentation de l'amplitude oscillométrique au voisinage de la minima, lorsque les ondes se succèdent à courts intervalles de temps.

Ce phénomène tient, comme il vient d'être dit, au fait que la paroi du tube est primitivement dans une situation intermédiaire entre le collapsus et le decollapsus complet. Elle obéit alors facilement à l'aspiration consécutive au passage de l'onde. Il n'en est plus de même dans le cas des tracés 11, 12, 13... où le collapsus est primitivement complet : l'onde négative devient de moins en moins importante, et une

pulsation consécutive à la première ne serait plus modifiée.

2° Dans le cas du tableau I, l'onde de decollapsus ne peut franchir la limite inférieure du tube; nous trouvons cependant sur nos tracés une oscillation négative qui suit l'oscillation positive (tracés 10, 11, 12), mais elle est maintenant très faible.

Elle est due à l'onde réfléchie sur la ligature qui détermine après sa formation une aspiration de liquide vers la source. Comme dans le cas précédent, le demi-collapsus du tube fait place alors à un collapsus plus complet.

Si des ondes se succèdent à intervalles rapprochés, ce reflux de liquide et le léger collapsus qu'il entraîne n'ont pas le temps de se produire. Mieux, si une onde succède immédiatement à la précédente, le tube, loin de dépasser sa forme d'équilibre primitive de demi-collapsus, gardera au contraire un decollapsus excessif. Le tracé 10, reporté sur la figure 25, nous

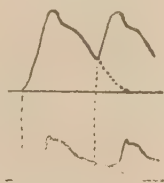


FIG. 25

montre qu'au moment où l'onde incidente devrait avoir cessé d'agir, il reste encore une déviation oscillométrique égale au $1/5^e$ de l'amplitude totale. Corrélativement, le manomètre (courbe en bas, fig. 25),

indique une pression résiduelle du liquide égale à 1 ‰ de Hg. Si une nouvelle onde survient à cet instant, sa tension minima se trouvera élevée de 1 ‰ de Hg du fait de la pression résiduelle. Sa tension maxima ne sera pas changée, si, comme dans le cas de notre tracé 10 (fig. 22), cette pression résiduelle disparaît tandis que la nouvelle onde atteint son apogée. Au total, la pulsation oscillométrique se trouvera diminuée de toute la hauteur de l'amplitude résiduelle, c'est-à-dire du $1/5$ de l'amplitude primitive.

Dans les cas actuels (tube à réaction élastique faible), les courbes oscillométriques répondent encore à la courbe des réactions élastiques dans ses régions extrêmes M et N, où les effets précédents se manifestent peu. Seule, la région intermédiaire, relative aux états de demi-collapsus initial, se trouve modifiée.

La réaction élastique à l'écrasement est donc encore déterminée par la différence des abscisses des deux cassures M et N de la courbe minimale et la première répond à la pression minima. Les modifications dynamiques dues à la stase, que nous venons d'étudier, sont d'autant moins accusées que le tube en expérience est pris plus court.

CHAPITRE IX

Etude des cas particuliers Mesure générale des tensions

1° Influence de la proximité de la source pulsatile

Lorsque ce tube T, siège des phénomènes de decollapsus, est à une distance de la source pulsatile qui puisse être parcourue par l'onde incidente en moins d'une demi-période, l'onde réfléchie arrive à la source alors que l'émission n'est pas encore achevée. L'onde réellement incidente s'en

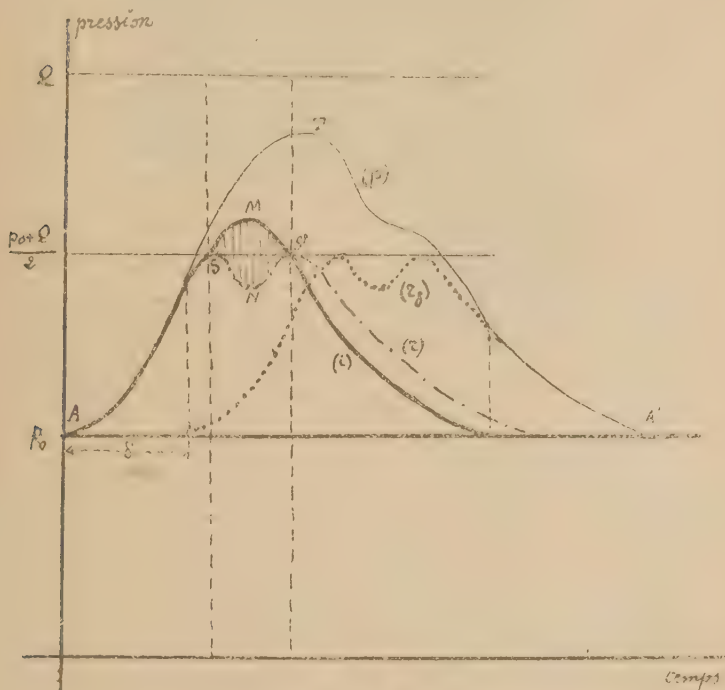


FIG. 26

trouve modifiée. Nous avons déjà rencontré pareil effet au chapitre III en étudiant les variations de la tension limite au voisinage de la source pulsatile. Dans le cas actuel, le remaniement de l'onde réellement incidente procède du même mécanisme. Décrivons-le d'après la figure schématique 26, relative au phénomène sous une compression exercée Q . La courbe p représente le régime des pressions dans la source pulsatile. La courbe i , en trait plein, est l'onde réellement incidente dans les conditions actuelles. Sa forme est déterminée, comme il vient d'être dit, par le retour de l'onde réfléchie r à la source. Nous avons figuré cette onde r , en trait mixte déduite de l'onde i d'après les résultats de l'analyse faite au chapitre VII. Elle présente une dépression N , symétrique du sommet M par rapport à un axe à mi-hauteur de la compression Q . Nous l'avons ensuite décalée d'une durée δ , égale au temps qu'elle met pour revenir du tube T à la source. La courbe r_δ ainsi obtenue (en pointillé) représente donc les pressions successives qui viennent interférer à l'émission, avec les pressions de l'onde i pour donner, par leur somme, la pression résultante p .

L'examen de la figure montre la différence que le phénomène sphygmomanométrique, au voisinage de la source, fait naître entre la pulsation p de cette source et l'onde solitaire réellement incidente i : *l'onde incidente est à la fois moins intense et plus courte.*

Pour les compressions peu supérieures à la minima, le remaniement de l'onde incidente est encore plus profond.

Nous reproduisons ci-dessus (*fig. 27*) un des tracés,

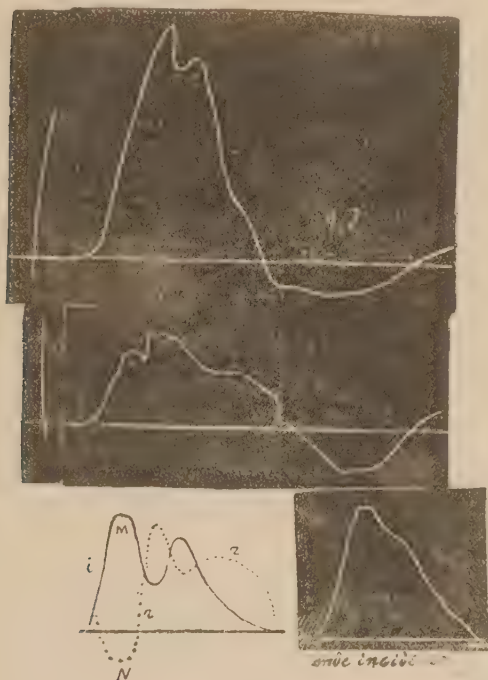


FIG. 27

En haut : tracé de l'oscillographe. — *Au milieu* : tracé du manomètre (onde de decollapsus). — *En bas, à droite* : onde incidente; *à gauche* : analyse de l'onde de decollapsus.

obtenus à 2 m. 60 de la source pulsatile, avec le tube utilisé pour nos tableaux I et II, sous une compression de 12 % de Hg. Le tracé du haut est celui de la courbe pulsatile, le tracé moyen celui de la courbe

manométrique à l'entrée du tube, le tracé inférieur celui de l'onde en libre propagation (minima : 9, maxima : 16), obtenus comme sur les tableaux I et II. Le graphique juxtaposé aux tracés donne les courbes des ondes incidente et réfléchie, déduites de ces tracés conformément aux principes du chapitre VII. Cette analyse montre que l'onde incidente comporte deux sommets séparés par une dépression profonde, tandis que l'onde réfléchie affecte, aux mêmes époques, une disposition inverse, tous faits liés analytiquement à la forme bigéminée de la pulsation oscillographique. Leur explication mécanique relève de principe utilisé pour les constructions de la fig. 24 : *la dépression négative N, de retour à la source, interfère avec la pression de pulsation et détermine un relèvement considérable de la pression admise i, suivie d'ailleurs d'un affaissement rapide lorsque le sommet de réflexion R vient à son tour interférer à la source.*

C'est à ces phénomènes interférentiels qu'est due la forme particulière bigéminée de la pulsation oscillographique; nous utiliserons cette constatation pour interpréter au chapitre X les accidents présentés par les courbes pulsatiles prises en clinique.

Nous avons, en dernier lieu, construit la courbe oscillographique (non reproduite ici), à l'aide de l'ensemble des tracés obtenus dans les conditions qui viennent d'être dites pour le tracé ci-dessus reproduit (fig. 27).

La partie minimale de cette courbe coïncide bien encore avec la courbe des réactions élastiques et donne, en particulier, la même valeur ($2 \text{ } \frac{\text{m}}{\text{m}}$ de Hg) pour la réaction totale à l'écrasement. Pour les compressions élevées, on observe une montée lente de la courbe depuis la compression de 25 jusqu'à la compression de 17, qui donne un point d'inflexion. La croissance reprend ensuite, mais plus lente, jusqu'au sommet atteint pour la compression 11.

Les phénomènes énergétiques de decollapsus traduit par la courbe oscillométrique sont donc ici qualitativement analogues à ceux que l'on obtient à l'aide d'une onde solitaire loin de la source. Les différences quantitatives n'interviendront pas pour évaluer les grandeurs hydrauliques que nous nous proposons de définir et de mesurer comme on le verra au dernier paragraphe de ce chapitre.

2° Tube de grande résistance élastique à l'écrasement

Nous avons exécuté des tracés analogues à ceux des tableaux I et II, plus haut reproduits, en utilisant cette fois un tube de feuille anglaise de $10 \text{ } \frac{\text{m}}{\text{m}}$ de long, de $4 \text{ } \frac{\text{m}}{\text{m}}$ 8 de diamètre intérieur, pesant 2 gr. 25. La courbe des réactions élastiques a été préalablement étudiée à l'oscillomètre, selon la technique décrite au chapitre V. Elle met en évidence une résistance à l'écrasement de $12 \text{ } \frac{\text{m}}{\text{m}}$ de Hg. La

figure 28 (en haut) représente la courbe des variations volumétriques du tube, placé à 6 mètres 80 de la source et prolongé par un tube très long identique au tube d'amenée. Il est soumis à une onde incidente qui, en libre propagation, accuse une tension minima de 9 $\frac{\text{mm}}{\text{m}}$ et une maxima de 13 cent. $\frac{1}{4}$ de Hg. On

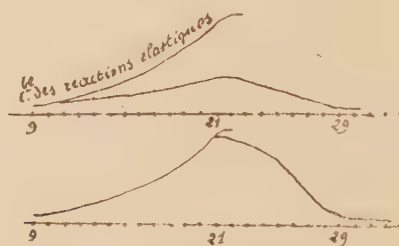


FIG. 28

constate que la partie minima de la courbe ne coïncide plus avec la courbe des réactions élastiques, disposée comme il a été indiqué dans le précédent chapitre. Cependant le maximum d'amplitude volumétrique a lieu encore pour la compression 22 qui marque l'extrémité de la courbe des réactions élastiques.

La courbe volumétrique permet donc, même dans le cas actuel, la mesure de la réaction totale du tube à l'écrasement : 12 $\frac{\text{mm}}{\text{m}}$ de Hg. Pour des compressions de plus en plus élevées, la courbe se rapproche plus vite de l'axe que dans le cas suivant.

Ce second cas se rapporte à la même onde et au même tube, mais fermé à son extrémité distale. Cette fois, la courbe minimale (fig. 28, en bas) coïncide

avec la courbe des réactions élastiques et le segment descendant ne se rapproche de l'axe qu'à partir d'une compression élevée, 30 %.

La dissemblance entre les deux courbes tient au passage du liquide, facile dans le premier cas en raison des decollapsus partiels préexistants, impossible dans le second. Il y a donc dans le premier cas une déperdition d'énergie, par propulsion du liquide en aval, qui fait ensuite défaut pour élargir le decollapsus. *Le tube comprimé ne reprend plus sa section normale au passage de l'onde, pour des compressions toutes voisines de la minima*, comme le montre la courbe OO des volumes successivement atteints. Dans le second cas, l'énergie pulsatile, tout entière captée, suffit à donner au battement des parois du tube son amplitude maxima.

Cependant, si l'on s'était adressé à une onde de faible tension maxima, l'énergie incidente eût été, comme dans le premier cas, insuffisante pour réaliser le decollapsus total et la courbe volumétrique eût présenté la forme généralement aplatie de la première.

3° Ondes de haute tension à faible énergie Ondes à grande énergie et de faible tension : Courbe oscillométrique à plateau.

L'étude analytique du chapitre VII nous a montré que les effets sphygmomanométriques des ondes incidentes sont liés à la forme qu'elles pré-

sentent. Deux formes particulières sont intéressantes à étudier : la forme en clocher pointu (onde de haute tension, type de l'insuffisance aortique), et la forme en plateau étalé.

Si l'on se rappelle que l'énergie pulsatile transportée par l'onde peut être représentée par le volume engendré par sa rotation autour de sa base, on voit que l'énergie des ondes en clocher sera relativement faible alors que l'onde à plateau possèdera une énergie relativement élevée par rapport à sa tension. Les courbes oscillogrammiques dans les deux cas sont très différentes. On se rend compte de leur forme en appliquant ici la construction simplifiée, décrite à la fin du chapitre VII, et qui consiste à limiter sur l'onde

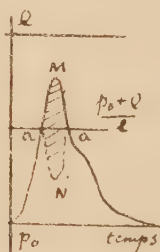


FIG. 29

incidente une aire MN par l'arc N symétrique de l'arc M par rapport à un axe aa situé à mi-hauteur de p_0 . Q (p_0 = pression minima, Q = compression) (fig. 29).

Les aires successivement obtenues pour des compression Q variables engendreront par leur rotation autour de la droite $p p_0$ des volumes proportionnels

aux amplitudes oscillométriques lues. Ceci rappelé, on se rend compte que la courbe oscillométrique des ondes de haute tension débutera pour des compressions Q élevées, mais qu'elle sera lentement ascendante, les aires successives MN croissant elles-mêmes lentement. Elle présentera ensuite un sommet aigu, car l'énergie peu élevée qu'elle transporte ne peut réaliser un battement des parois à volume total que sous les compressions voisines de la minima. Il se peut même, si le tube est trop long, que ce battement ne soit jamais réalisé, comme dans le cas du second paragraphe de ce chapitre. Si au contraire le tube expérimenté est assez court et fermé à son extrémité distale, l'énergie peut se trouver suffisante pour réaliser un decollapsus total précoce et donner une courbe oscillométrique à plateau supérieur comme dans le cas suivant. La figure 30 reproduit une construction identique à celle de la figure qui précède,

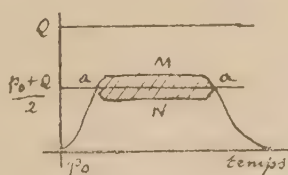


FIG. 30

mais faite ici sur une onde de faible tension à plateau large (grande énergie). Elle montre que l'amplitude oscillométrique (volume engendré par l'aire hachurée) commence à se manifester pour des compressions Q moins élevées que dans le cas précédent,

mais que *sa croissance est beaucoup plus rapide*. L'énergie admise peut devenir vite suffisante, si le tube n'est pas trop long, pour réaliser un battement à plein volume. A partir de ce moment, *la courbe volumétrique présente un plateau*, jusqu'au point où elle se confond avec la courbe minimale (courbe des réactions élastiques retournée).

Mesure générale des tensions

a) Tension minima

Il résulte des courbes oscillométriques obtenues à l'aide des différents tubes expérimentés au cours de ce chapitre et des précédents, que *la tension minima doit être lue au point où la courbe commence à devenir ascendante*. Cette lecture est facile dans le cas des tubes à réaction élastique faible à l'écrasement, qui donnent des courbes minimales abruptes. Elle devient au contraire *très difficile pour les tubes à réactions élastiques élevées*, donnant une courbe minimale lentement ascendante (*fig. 28*). Le point anguleux qui termine la partie supérieure de la courbe minimale est beaucoup plus facile à fixer dans tous les cas. Il correspond comme il a été établi (chapitre VIII) à une compression $m+r$ égale à la pression minima m du liquide, augmentée de la réaction élastique r du tube à l'écrasement. Cette coïncidence a été encore vérifiée dans les

divers cas particuliers que nous venons d'examiner. Elle nous paraît donc être générale et nous aurons à l'utiliser dans la discussion qui va suivre.

b) Tension maxima vraie

La tension maxima du liquide est complètement modifiée par le phénomène sphygmonanométrique de decollapsus. Les courbes manométriques des tableaux I et II en témoignent.

Sa mesure précise soulève des difficultés,

Nous allons montrer qu'au contraire la tension maxima de l'onde réellement incidente peut être mesurée indirectement de façon assez précise. Il ne faut pas confondre cette dernière tension avec la Maxima vraie, que nous avons en vue en ce moment : la Maxima vraie diffère de la Maxima de l'onde incidente à cause des phénomènes de réflexion à l'extrémité du système que l'on expérimente, à cause aussi de la proximité de la source. Nous n'insisterons pas sur ces phénomènes déjà étudiés aux chapitres III et IV.

Pour obtenir la tension maxima vraie, il conviendrait que l'appareil de mesure apportât le moins possible de perturbation à la propagation de l'onde incidente. Celle-ci pourrait ainsi arriver à la périphérie non amortie et donner naissance à l'onde réfléchie qui provoque normalement l'élévation de la

tension jusqu'à la valeur maxima vraie. Les petits manomètres élastiques que nous avons construits remplissent cette condition. Mais si l'on veut tenter la mesure indirecte de la tension maxima vraie par le procédé sphygmomanométrique, *il sera nécessaire de comprimer le tube sur une longueur très réduite, d'autant plus réduite que l'onde incidente aura un sommet plus acminé.* Dans ces conditions, l'énergie absorbée par le decollapsus sera négligeable et les ondes pourront se combiner librement. La compression de l'air fera statiquement équilibre à la pression du liquide sous-jacent et à la réaction des parois du tube. La courbe oscillométrique présentera un palier médian, précédé et suivi de deux segments symétriques, l'un ascendant, l'autre descendant, superposables à la courbe des réactions élastiques retournée, et causés par elles. *La Maxima vraie sera lue au point anguleux qui forme l'extrémité droite du plateau.* Là, en effet, s'annule la réaction élastique des parois et la compression exercée est bien alors égale à la pression maxima du liquide.

Nous aurons l'occasion de revenir sur cette conclusion à propos de la mesure de la tension sanguine maxima.

c) Tension limite

La tension limite en un point a été définie au chapitre III : c'est la pression maxima du liquide au point considéré, lorsque le

tube est ligaturé immédiatement après ce point. La considération de cette tension est intéressante, car elle va nous permettre, au prochain paragraphe, de calculer très rapidement la valeur de la pression réellement incidente. De plus, elle est directement accessible à la détermination sphygmomanométrique avec une approximation satisfaisante.

Si l'on considère, en effet, les courbes oscillométriques obtenues dans les différents cas étudiés au cours de ce travail, on constate qu'elles présentent dans la région des compressions élevées une cassure assez nette : la « cassure liminaire ». Elle marque la séparation des oscillations rapidement croissantes avec les compressions obtenues pour des compressions plus élevées, que nous qualifierons de « supra-liminaires ». Ces dernières ont pour caractère d'être petites et à peu près égales entre elles. On vérifie sur toutes nos courbes que *la compression qui répond à la cassure liminaire n'est pas la tension limite, mais bien la tension limite l'augmentée de la réaction r du tube à l'écrasement : $l + r$.*

La raison de cette coïncidence deviendra évidente quand nous aurons fixé l'interprétation des *oscillations supra-liminaires*. Elles ne sont pas dues, comme on pourrait le croire, au choc du liquide, car la variation de sa vitesse s'opère sur toute la longueur du tube d'amenée où l'interférence a lieu; dans toute la région voisine de la zone en collapsus, la vitesse reste nulle ou très faible. Ces oscillations doivent être attri-

buées au nouvel équilibre qui s'établit, à l'embouchure du tube en collapsus, entre la compression exercée et la pression intérieure, lorsque celle-ci croît de la minima jusqu'à sa valeur limite. Si l'on se rapporte à la figure 7 (courbe : volumes, réactions élastiques), on voit que ces états d'équilibre, relatifs à des réactions élastiques fortes, sont représentés par le segment AB très lentement ascendant. Les variations volumétriques sous l'effet de la tension limite seront donc, elles aussi, lentement ascendantes, à mesure que la compression exercée diminuera; c'est bien ce que l'on vérifie sur la courbe supra-liminaire.

Le phénomène sphygmanométrique proprement dit commence lorsque l'onde de decollapsus prend naissance et se propage dans la zone primitivement écrasée.

Dans cette zone la réaction élastique à l'écrasement est celle qui nous a été fournie par la courbe supra-minimale (voir au début de ce chapitre). On comprend maintenant la raison de la règle que nous avons énoncée plus haut.

d) Tension réellement incidente

Nous venons de voir que la courbe oscillométrique nous donne, par ses cassures, avec une précision satisfaisante, les grandeurs $m+r$ et $l+r$, tension minima, tension limite, augmentées de la réaction r des parois à l'écrasement.

Par différence, nous obtenons la valeur :

$$(l + r) - (m + r) = l - m$$

différence de la tension limite et de la tension minima, ou encore surtension limite apportée par l'onde.

Or, d'après les considérations du chapitre III, cette surtension est, dans tous les cas, le double de la surtension apportée par l'onde incidente (tension réellement incidente i).

Nous écrirons

$$i = \frac{l - m}{2} = \frac{(l + r) - (m + r)}{2}$$

et énoncerons d'après cette égalité, la règle suivante :

La tension réellement incidente est égale à la moitié de l'intervalle de pression qui sépare, sur la courbe oscillométrique, la cassure liminaire de la cassure supra-minimale.

L'intérêt de cette dernière règle tient au double fait, qu'elle fournit, avec une bonne approximation, la mesure d'une grandeur hydraulique bien définie et qu'elle subsiste parfaitement pour les phénomènes sphigmomanométriques sur le vivant, comme on le montrera au cours du chapitre suivant.

CHAPITRE X

Les phénomènes sphygmanométriques sur le vivant

Cause de leurs particularités

Il n'y aurait rien à ajouter à l'étude que nous venons de faire sur les phénomènes ondulatoires présentés par les tubes isolés, si, sur le vivant, l'expérience portait aussi sur un tube unique. La multiplicité des artères et artérioles de différents calibres soumises sous le manchon compresseur à l'expérience sphygmanométrique modifie les résultats de cette expérience.

Les conditions de propagation des ondes, en particulier des ondes de decollapsus varient avec le calibre de l'artère : la viscosité du sang, ses frottements contre les parois, importants pour les petites artères, la réaction élastique à l'écrasement, plus forte pour les grosses artères, sont les principaux facteurs qui modifient le phénomène sphygmanométrique d'une artère à l'autre.

Nous analyserons schématiquement le phénomène total, dû à la superposition des phénomènes présentée par chaque artère intéressée.

Courbes oscillométriques artérielles. A quel cas particulier correspond le phénomène sphrygmomanométrique présenté par une artère déterminée ?

a) La résistance des parois de l'artère à l'écrasement les réactions élastiques des tissus qui l'environnent, nécessairement remaniés dans leur forme au cours de l'écrasement (fig. 31), nous placent dans le cas

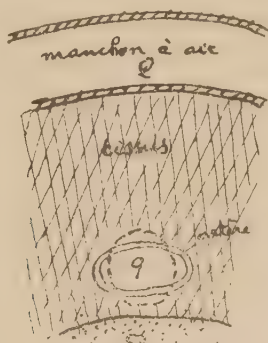


FIG. 31

d'un tube à réaction élastique assez faible (2 ou 3 cm. de Hg) chez un sujet normal, ou assez forte chez un artério-scléreux. Les expériences statiques sur le cadavre, dont les tissus ont perdu tout tonus, ne permettent pas d'évaluer ces réactions élastiques. La partie nominale des courbes oscillométriques nous la fournira plus correctement.

b) La distance du manchon à la cavité pulsatile (cœur-aorte) est très inférieure à la longueur que

prendrait l'onde en libre propagation le long d'un tube identique à l'artère intéressée.

Il faudra donc ici se référer aux résultats du chapitre IX où l'on a examiné l'influence de la proximité de la source pulsatile.

c) L'état de stase, en aval du manchon, est variable avec les sujets, mais variable surtout avec la durée de l'expérience. La circulation veineuse de retour est, en effet, interrompue par la compression que l'on exerce et le sang s'accumule dans le segment inférieur du membre exploré. Nous avons étudié dans une communication précédente (*Sté de Biologie*, 28 février 1925), les réflexes et les modifications de tension que cette stase détermine. C'est pourquoi il nous a paru préférable de réaliser en aval du manchon compresseur une ligature complète par l'adjonction d'un second manchon fortement insufflé d'air.

Ce procédé possède d'autres avantages sur lesquels nous insisterons plus loin.

Les divers cas particuliers a) b) c) que synthétise le phénomène sphymomanométrique présenté par une artère déterminée ont été, tour à tour, passés en revue dans diverses parties de notre travail. Les conclusions générales posées au précédent chapitre sont donc applicables ici. Il nous reste à voir comment le grand nombre des artères et artérioles³ intéressées modifie ces conclusions.

Décomposition de la courbe oscillométrique en courbes artérielles

La fig. 32 représente en trait épais une courbe oscillométrique

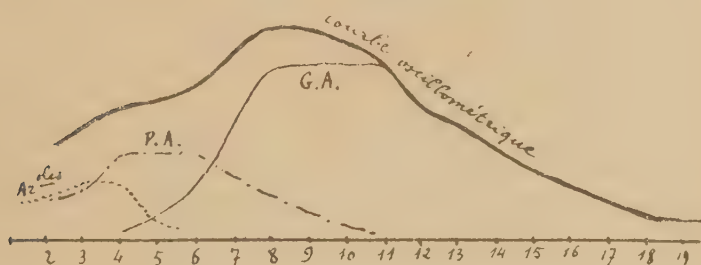


FIG. 32

obtenue sur le vivant, grâce à un manchon de 12 cm. de long, appliqué à la région brachiale. Les courbes en trait fin (GA), en trait mixte (PA), et en pointillé (Artériole), figurent des courbes oscillométriques qu'auraient donné, si elles avaient été seules, dans l'intimité des tissus, les grosses artères, les petites artères et les artérioles.

Cette décomposition de la courbe oscillométrique en trois courbes composantes est nécessairement schématique, car il y a bien des intermédiaires entre les calibres des artères intéressées par la compression. Le caractère distinctif de ces courbes réside en l'emplacement de leur sommet et de leurs extrémités respectives.

Il y a un décalage progressif de ces particularités

morphologiques qui s'opère vers les pressions décroissantes, à mesure que l'on s'adresse à des artères de plus faible calibre. La pression minima diminue, en effet, avec le calibre de l'artère, en raison des pertes de charge dues aux résistances passives que rencontre le courant sanguin; la partie minimale de la courbe oscillométrique est donc reportée vers l'origine des compressions.

De même, la tension limite est moins importante pour les petites artères où l'onde ne se propage qu'avec un fort amortissement. L'extrémité droite de la courbe correspondante se trouve donc décalée, elle aussi, vers l'origine des compressions. Le plateau médian qui traduit le maximum de l'énergie pulsatile admise dans l'artère, subit pour les mêmes raisons le même déplacement que les extrémités de la courbe.

De cette analyse nous allons pouvoir déduire les règles relatives aux lectures oscillométriques des tensions sur le vivant.

Mesure oscillométrique des tensions minima. Le manchon compresseur

Conformément aux résultats du chapitre IX, la tension minima pour chacune des artères intéressées doit être lue au point où la courbe oscillométrique artérielle qui lui correspond sur notre schéma (fig. 29) change brusquement de pente, dans sa région gauche. Malheureusement, dans la plupart des cas, les accidents

présentés par les diverses courbes artérielles se neutralisent plus ou moins par leur superposition même. On voit, en particulier, que, pour une grosse artère, la cassure minimale peut être surmontée de la cassure supérieure droite présentée par la courbe des petites artères. *Ces changements de pente en sens inverse peuvent s'équivaloir et s'annuler sur la courbe oscillométrique résultante*, ce qui est assez fréquent. L'une d'elles peut, au contraire, être prédominante et déterminer au total un point anguleux. C'est le cas de notre graphique qui permet, par le changement de pente, à l'abscisse 6 de la courbe oscillométrique, de fixer en ce point la lecture de la minima des grosses artères intéressées. On se rend facilement compte que cette circonstance favorable est due à l'existence d'un plateau au sommet des courbes artérielles, et, plus particulièrement, au sommet de la courbe relative aux petites artères. Un sommet aigu eût été précédé d'une pente rapide, laquelle aurait neutralisé l'inflexion horizontale de la courbe oscillométrique, dont nous venons de faire usage.

Afin d'obtenir autant que possible des courbes artérielles à palier, il faudra utiliser des manchons étroits immédiatement suivis d'une ligature, conditions les meilleures pour réaliser des decollapsus totaux précoces et par suite des courbes à palier.

Le dispositif hémostatique, qui bénéficie d'un avantage déjà signalé au § 2 de ce chapitre, en possède encore un troisième : nous avons vu (chapi-

tre VIII : influence de la stase), que le libre passage des ondes de decollapsus et surtout leur succession rapide peuvent modifier la forme de la courbe oscilométrique au voisinage de la minima.

Nous avons étudié le mécanisme de cette déformation et conclu qu'il était possible de l'éviter en utilisant des tubes courts suivis d'une ligature de stase.

Sur le vivant, la longueur à donner au manchon possède une limite inférieure au-dessous de laquelle on ne peut descendre : avec un manchon très étroit, la courbe des réactions élastiques est lentement ascendante, par suite de l'importance relative des déformations longitudinales au bord du manchon (fig. 33). La

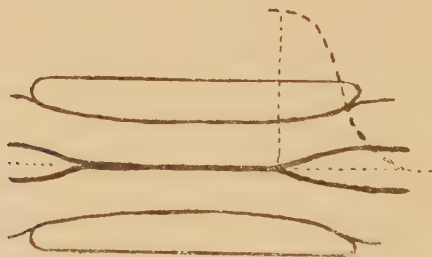


FIG. 33

Déformation longitudinale des bords. — Décroissance de l'effet compresseur.

cassure qui traduit la minima est donc largement estompée, difficilement lisible, contrairement au but que l'on vise.

Nous proposons l'usage d'un manchon anti-brachial de sept centimètres de large, suivi d'un manchon hémostatique de quatre centimètres superposés

légèrement ($1 \frac{1}{2} \%$ 5), par leurs bords en regard (montage de Gallavardin) (fig. 34).

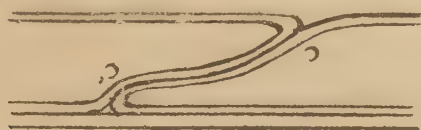


FIG. 34

L'insufflation de ce dernier manchon se fait facilement si l'on dispose de l'oscillomètre Pachon-Gallavardin dernier modèle. Il suffit de l'aboucher à l'ajutage qui est muni du robinet et d'emprisonner, grâce à ce dernier, de l'air sous une compression réalisant l'hémostase. L'autre manchon va à l'ajutage de l'oscillomètre.

Résistance des tissus à l'écrasement

Conformément aux conclusions du chapitre précédent, l'extrémité gauche du plateau présenté par la courbe artérielle, GA (fig. 32), répond avec une bonne approximation à une compression égale à $m+r$ somme de la pression minima m et de la réaction élastique r des tissus lorsque l'artère arrive au collapsus total. Cette résistance comprend à la fois celle des parois de l'artère considérée et de tous les autres artères et tissus soumis à la compression.

Dans la généralité des cas, la cassure de la courbe artérielle actuellement envisagée, répond exactement à la cassure supérieure gauche de la courbe oscillométrique. Il n'en serait pas ainsi dans le seul cas où

la courbe artérielle PA des petites artères corrigerait, par une pente brusquement ascendante, la pente descendante de la courbe GA. Mais, presque toujours, c'est cette dernière qui l'emporte, et la cassure de la courbe oscillométrique nous donne bien la valeur $m+r$. Connaissant m , nous en déduirons par différence la résistance r . Mais, en réalité, comme on l'a vu au chapitre précédent, c'est le terme $m+r$ qui va nous être utile pour la mesure de la tension réellement incidente.

Tension réellement incidente

Nous avons donné la signification cardiologique de cette tension au chapitre IV. Sa mesure sphrygmomanométrique est particulièrement précise. *La courbe oscillométrique totale coïncide avec la courbe des grosses artères pour les compressions élevées.* La cassure de son extrémité inférieure droite (cassure liminaire) répondra donc à une compression égale à $l+r$: somme de la résistance r des tissus à l'écrasement et de la tension limite l dans les grosses artères, selon les conclusions du chapitre précédent.

La tension réellement incidente i s'obtiendra grâce à cette lecture et à celle de $m+r$ que nous venons de faire à l'instant.

Il a été, en effet, établi plus haut que i a pour valeur :

$$i = \frac{(l + r) - (m + r)}{2}$$

La loi énoncée pour les tubes isolés reste donc encore vraie pour l'expérience sur le vivant.

La tension réellement incidente est égale à la moitié de l'intervalle de pression qui sépare sur la courbe oscillométrique la cassure liminaire de la cassure supra-minimale.

La valeur de la tension réellement incidente est modifiée par la proximité de la source (chap. IX). Pour éviter cet effet on opérera sur le poignet et non sur le bras ; le front de l'onde réfléchie atteindra à peine l'aorte quand sera émis le maximum de l'onde incidente et ce dernier ne s'en trouvera que très peu modifié. Le manchon précédemment décrit peut être utilisé. Cependant la fixation de la cassure liminaire est d'autant plus facile que le manchon employé est plus large ; les oscillations sphygmomanométriques proprement dites prenant vite de l'importance par rapport aux oscillations supra-liminaires (chapitre précédent).

La position de la cassure liminaire peut être appréciée à 1‰ de Hg près, si les lectures oscillométriques sont soignées et si le sujet ne présente pas de l'arythmie et des variations rapides de tension au cours même de la mesure. La cassure supra-minimale est susceptible d'être fixée, au moins avec la même précision. Au total i sera connu à 1‰ de Hg près, ainsi que nous le montre la formule plus haut.

On ne pourra en dire autant de la maxima, comme on va le voir.

Tension maxima

Nous avons montré, au chapitre précédent les difficultés que présente la recherche de la maxima vraie de l'onde dans les tubes élastiques. Celle-ci est ici la résultante de l'onde incidente et de l'onde réfléchie à l'extrémité périphérique des artères intéressées.

Nous avons conclu à la nécessité de modifier le moins possible l'onde incidente et, par suite, de comprimer le tube sur une largeur très réduite. Sur le vivant nous serions donc conduits à utiliser des poches de compression presque annulaires et à parois minces. *Nous sommes malheureusement limités dans la diminution à apporter à la largeur du manchon compresseur.*

Les réactions élastiques des parties molles, interposées entre le manchon et la paroi extérieure de l'artère, prennent une importance d'autant plus grande que le manchon est plus étroit. Celui-ci, quand on le gonfle, s'enfonce à la manière d'un coin et ne communique à l'artère qu'une faible part de la compression de l'air intérieur.

Conformément aux conclusions du chapitre précédent nous lisons la Maxima au bord droit du plateau supérieur de la courbe oscillométrique.

Peut-on rectifier le chiffre ainsi obtenu en le diminuant de la réaction élastique à l'écrasement, mesurée comme il a été dit au paragraphe précédent? Non,

car ici ce n'est pas de la réaction des tissus à l'écrasement de l'artère qu'il s'agit, mais de la réaction des tissus au moment où l'artère commence à peine à perdre sa forme circulaire.

Au total, le chiffre de pression maxima obtenu par cette méthode est, d'une part, trop faible parce que le manchon n'est pas assez étroit, et, d'autre part, trop fort parce qu'il a fallu vaincre la résistance des tissus. Il doit donc y avoir une largeur de manchon optima qui donnerait des résultats à peu près corrects chez les sujets d'une énergie pulsatile et d'une musculature moyennes. Des mensurations sanglantes directes seraient nécessaires pour déterminer cette largeur optima. Toutefois, un tel manchon serait inutilisable pour les cas anormaux qui, précisément, intéressent le clinicien.

Aussi, n'insisterons-nous pas davantage, la considération de la tension réellement incidente étant plus intéressante au point de vue cardiologique et sa mesure, comme on vient de le voir, beaucoup plus précise.

Méthode palpatoire et auscultatoires

Manchons cloisonnés

Bien que nous nous bornions dans ce travail à l'étude des phénomènes exclusivement mécaniques, rappelons les conclusions énoncées au chapitre VII à l'égard des

méthodes palpatoires et auscultatoires. Le sphygmoscope nous a permis de montrer la valeur de ces méthodes : leur critère, aisément accessible à l'expérience, est assez net pour ne point dépendre de l'équation personnelle de l'observateur. De plus, le rôle des petites artères est ici plus effacé.

Cependant, les chiffres de tension maxima fournis par ces méthodes traduisent tout un complexe hydraulique, fait des conditions de formation, de propagation et d'émergence des ondes de decollapsus.

Nous en avons énuméré les principaux termes : énergie ou forme de l'onde incidente, réaction élastique des tissus, largeur du manchon, état de la stase en aval, viscosité du sang et frottements qui déterminent un amortissement considérable de l'onde de decollapsus dans la zone proximale de la compression, et y localisent la majeure partie de l'énergie pulsatile admise (fig 35). Ce sont ces mêmes facteurs



FIG. 35

qui interviennent pour retarder l'apparition du phénomène sphygmomanométrique sous la poche distale

des manchons cloisonnés (appareils d'Amblard, de Gallavardin), tels que les schématise la figure 36.

Les chiffres que donnent ces méthodes sont géné-

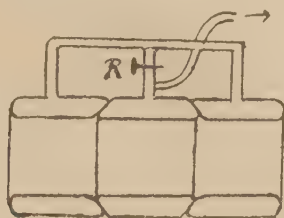


FIG. 36

ralement compris entre la valeur de la tension limite l et de : $m + i$: pression maxima réellement incidente.

Par exemple, sur le sujet qui nous a fourni la courbe oscillométrique de la figure 32, nous avons trouvé une maxima auscultatoire de 14 cm. de Hg. Les constatations oscillométriques donnent :

Minima m des grosses artères = 6, résistance des tissus $r = 2$, tension limite $l +$ résistance $r = 18$, tension limite = 16,

d'où :

$$i = \frac{(l + r) - (m + r)}{2} = \frac{18 - 8}{2} = 5$$

pression maxima réellement incidente

$$= m + i = 6 + 5 = 11$$

On voit que la maxima auscultatoire est, dans ce cas, beaucoup plus voisine de la tension limite 16 que de la maxima réellement incidente 11.

Courbes pulsatiles

1° Nous avons établi par l'expérience (tableaux I et II) que la superposition chronologique des courbes pulsatiles, selon le procédé de Sahli, repris par Recklinghausen (chapitre I) ne permet pas de construire un sphygmogramme absolu comme le voulaient ces auteurs. La courbe obtenue n'est superposable ni à la courbe de l'onde incidente, ni à la courbe de l'onde interférentielle sur ligature. Nous avons montré comment le régime des pressions à l'entrée de la zone comprimée est profondément altéré par le phénomène sphygmanométrique lui-même.

2° Une conclusion semblable s'applique à certains accidents morphologiques présentés par les courbes pulsatiles.

En particulier, le second sommet de ces courbes (ondulation prédicrote) est un artefact dont nous avons déjà fixé les interprétations (chapitres VII et IX).

Ce second sommet peut prendre une grande importance et s'élever au-dessus du premier, pour des compressions un peu supérieures à la minima.

Le cliché ci-dessous reproduit en fournit un

exemple (*fig. 37*). C'est l'existence de ce second sommet, voisin du premier pour des compressions élevées, qui, peut-être, a pu faire penser à Recklin-



FIG. 37

ghausen que, lors d'une compression égale à la tension maxima, la courbe pulsatile devait présenter un petit plateau supérieur.

3° Contrairement à l'accident précédent, l'ondulation dicrote répond à un phénomène physiologique indépendant des conditions de l'expérience; nous en avons rappelé le mécanisme exact (chapitre IV).

La valeur relative de cette onde, par rapport au sommet même de la courbe pulsatile, est exagérée sur les tracés au voisinage de la minima. C'est qu'alors l'onde incidente, ouvrant complètement l'artère et dilatant ses parois, ne communique plus toute son énergie à l'air du manchon compresseur.



FIG. 38

Au contraire, l'onde dicrote peut communiquer la sienne par l'intermédiaire de la paroi artérielle, alors flottante. D'où l'exagération de l'amplitude dicrote par rapport à l'amplitude maximale (*fig. 38*).

4° Le segment de courbe qui raccorde à leur base deux pulsations successives est intéressant à considérer. On a voulu voir, dans l'apparition de sa forme en pointe, le meilleur test pour la fixation de la minima. Nous avons montré au chapitre VIII (influence de la stase) la genèse dynamique de cette particularité.

Elle se manifeste pour des compressions égales à la minima, mais aussi pour des compressions bien supérieures à elle, soit que la compression soit encore insuffisante pour chasser le liquide entre deux pulsations successives, soit qu'au contraire, il y ait aspiration du liquide après passage de l'onde.

Les courbes pulsatiles qui nous ont permis de construire la courbe oscillométrique de la figure 32 présentent un raccordement aigu depuis les compressions les plus faibles jusqu'à la compression 10. La même remarque a pu être faite sur un grand nombre de tracés.

CHAPITRE XI

Conclusions

Les phénomènes sphymomanométriques, utilisés en clinique pour l'exploration du système artériel, relèvent de la dynamique ondulatoire. La notion d'onde solitaire permet une schématisation simple des régimes pulsatiles dans les diverses artères de l'organisme; elle permet aussi l'analyse énergétique des phénomènes de decollapsus, dont les artères soumises à l'expérience sphymomanométrique sont le siège. Cette expérience modifie profondément le régime des pressions dans son voisinage et toute prévision fondée sur une théorie statique se révèle fausse. En particulier, les données des méthodes palpatoires et auscultatoires, malgré la netteté du critère utilisé, traduisent un ensemble complexe de facteurs, dont on ne peut dans chaque cas démêler les influences individuelles. Il en est de même pour la méthode oscillographique à manchons cloisonnés.

Corrélativement à la notion hydraulique d'onde solitaire, nous avons introduit la notion d'onde pulsatile réellement incidente. Celle-ci représente l'effort du cœur avant que les réflexions à la périphérie du

tronc artériel considéré ne soient venues en modifier les effets. Alors que la tension maxima vraie, résultante des pressions incidente et réfléchie, n'est accessible à la mesure oscillométrique qu'avec une approximation incertaine (usage de manchons courts), la pression maxima de l'onde incidente peut être évaluée au $1/10^{\circ}$ près de sa véritable valeur. Nous avons fixé les détails techniques de cette évaluation et montré comment la réaction des tissus à l'écrasement s'éliminait dans le résultat final.

La construction de la courbe oscillométrique, nécessaire pour la recherche de la tension réellement incidente, fournit d'autres renseignements sur la tension minima, sur l'énergie pulsatile disponible, sur le calibre intérieur de l'artère, sur l'état des tissus soumis à la compression. Nous avons précisé, au cours de ce travail, les conditions expérimentales requises pour la meilleure estimation de ces divers facteurs. Nous avons aussi indiqué un procédé de mesure oscillométrique à sensibilité constante qui rend les courbes obtenues comparables de sujet à sujet.

Malgré le nombre considérable de travaux, dont la tensiométrie artérielle a été l'objet, nous avons cru utile de reprendre cette étude à la lumière des lois de l'hydraulique ondulatoire, sous le contrôle d'un dispositif expérimental précis.

Nous venons de résumer nos principales conclusions, heureux d'avoir peut-être fixé quelques points

d'une question controversée et d'avoir introduit certaines notions concrètes, dont la mise en œuvre pourra se montrer féconde en cardiologie clinique.

Le Président de la thèse :

Charles RICHET.

Vu : Bon à imprimer, : Vu et permis d'imprimer,

*Le Président de la thèse : Le Recteur de l'Académie
de Paris :*

Charles RICHET.

APPEL.

Vu :

Le Doyen :

ROGER.

